



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING

ENERGETICKÝ ÚSTAV

ENERGY INSTITUTE

ZPĚTNÝ VENTIL

CHECK VALVE

DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Bc. Petra Nehybová

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

Ing. Roman Klas, Ph.D.

BRNO 2019

Zadání diplomové práce

Ústav: Energetický ústav
Studentka: **Bc. Petra Nehybová**
Studijní program: Strojní inženýrství
Studijní obor: Fluidní inženýrství
Vedoucí práce: **Ing. Roman Klas, Ph.D.**
Akademický rok: 2018/19

Ředitel ústavu Vám v souladu se zákonem č.111/1998 o vysokých školách a se Studijním a zkušebním řádem VUT v Brně určuje následující téma diplomové práce:

Zpětný ventil

Stručná charakteristika problematiky úkolu:

Studie prvků pro hrazení průtoku, která je zaměřená na problémy spojené s popisem pohybu kuželky ventilu v kapalině a činnost hydraulického prvku v potrubním systému s uvažováním vzájemné interakce. Diplomová práce zahrnuje vytvoření matematicko–fyzikálního modelu a využívá základních simulačních CFD softwarů.

Cíle diplomové práce:

Studentka získá základní znalosti potrubní techniky s ohledem na průmyslové armatury zejména axiální zpětné ventily, porozumí odlišnostem v analytickém popisu nestacionárního pohybu tělesa v kapalině oproti běžné pohybové rovnici tuhého tělesa ve vzdušném prostředí a seznámí se s úskalími posuzování funkce hydraulického prvku v rámci celého potrubního systému. V diplomové práci sestaví pohybovou rovnici kuželky ventilu v kapalině, uskuteční CFD simulaci jednotlivých stacionárních provozních stavů a na dvourozměrné geometrii ventilu provede CFD simulaci pohybu kuželky v kapalině. Následně porovná výsledky jednorozměrných a dvourozměrných CFD simulací.

Seznam doporučené literatury:

BLÁHA, Jaroslav a Karel BRADA. Hydraulické stroje. Praha: SNTL, 1992. ISBN 80-03-00665-1.
ROČEK, Jaroslav. Průmyslové armatury. Praha: Informatorium, 2002. ISBN 80-733-3000-8.

Termín odevzdání diplomové práce je stanoven časovým plánem akademického roku 2018/19

V Brně, dne

L. S.

doc. Ing. Jiří Pospíšil, Ph.D.
ředitel ústavu

doc. Ing. Jaroslav Katolický, Ph.D.
děkan fakulty

ABSTRAKT

V diplomové práci jsou uvedeny nejpoužívanější konstrukce zpětných armatur. Dále je popsán princip fungování, možnost využití, jejich vlastnosti a problémy spojené s chodem. Na základě dynamické simulace v CFD softwaru je popsán pohyb kuželky zpětného ventilu v kapalině.

ABSTRACT

In this Master thesis are mentioned the most used constructions of non-return valves. Further consist of operation principles, fields of application, properties and difficulties connected to non-return valves. Motion plug of check valve in liquid is described based on CFD Software simulation.

KLÍČOVÁ SLOVA

Zpětná armatura, zpětný ventil, zpětná klapka, pohybová rovnice, přídavné účinky kapaliny, nestacionární průtok, výpočtové modelování proudění, ztrátový součinitel

KEYWORDS

Non-return valve, check valve, Swing check valve, equitation of motion, added effects of fluid, unsteady flow, computational fluid dynamics, loss coefficient

Bibliografická citace

NEHYBOVÁ, Petra. *Zpětný ventil*. Brno, 2019. Dostupné také z: <https://www.vutbr.cz/studenti/zav-prace/detail/117166>. Diplomová práce. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, Energetický ústav. Vedoucí práce Roman Klas.

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem danou diplomovou práci na téma „Zpětný ventil“ vypracovala samostatně pod vedením Ing. Romana Klase Ph.D. a s použitím odborné literatury uvedené v seznamu.

V Brně dne 24. května 2019

.....
Nehybová Petra

Poděkování

Chtěla bych poděkovat za odborné vedení, pomoc a cenné rady při tvorbě diplomové práce svému vedoucímu Ing. Romanu Klasovi Ph.D. Velký dík patří mému příteli, který mi pomohl s formální stránkou práce a v neposlední radě mojí rodině za to, že mě během celého studia podporovala a byla mi oporou.

Obsah

1. Úvod.....	15
2. Obecné rozdělení armatur	16
3. Zpětné armatury	17
3.1 Zpětné ventily.....	18
3.1.1 Pístový ventil	18
3.1.2 Kuličkový ventil	19
3.1.3 Diskový ventil	20
3.2 Zpětné klapky.....	21
3.2.1 Závěsná klapka	21
3.2.2 Naklápěcí klapka	22
3.2.3 Motýlí klapka.....	22
3.3 Ostatní zpětné armatury	24
3.3.1 Zpětná klapka „Wastop“	24
4. Bernoulliho rovnic	25
5. Hydraulické odpory	27
5.1 Reynoldsovo číslo	28
5.2 Součinitel tření λ	30
6. Odvození pohybových rovnic – zákon zachování hybnosti	32
6.1 Nestacionární pohyb tělesa v nestlačitelné kapalině	34
6.2 Nestacionární pohyb tělesa v nestlačitelné, proudící kapalině	37
6.2.1 Počáteční a okrajové podmínky.....	38
6.2.2 Pohybové rovnice	41
7. Zadání pro výpočet	44
8. Zpracování simulace	45
8.1 Model	45
8.1.1 Geometrie	46
8.1.2 Síť	48
8.2 Natavení řešiče	49
9. Zpracování výsledků	55
10. Vytvoření matematicko-fyzikálního modelu a jeho kvantifikace.....	65
10.1 Odvození z Navierovy-Stokesovy rovnice.....	65
10.2 Vyhodnocení 1D modelu na základě dynamické simulace.....	67
11. Závěr	74
Použitá symbolika.....	75
Seznam použité literatury	77

1. Úvod

Diplomová práce má za cíl seznámit se základy potrubní techniky a důležitými prvky, které se zde vyskytují. Jedná se o průmyslové armatury především zpětné ventily a klapky. Většinou se jedná o jednoduchá zařízení, kde hlavní člen koná translační nebo rotační pohyb. V první části jsou představeny dostupné konstrukční typy průmyslových armatur. Je popsána jejich funkčnost, různé vlivy, které působí na armatury během jejich chodu a oblast využití.

Dále budou popsány hydraulické odpory neboli ztráty, ke kterým dochází během proudění skrze armatury. Zde budou uvedeny dílčí členy, které je nutno brát v potaz a vztahy pro jejich výpočet. Definice Reynoldsova čísla a jeho vliv na vhodně zvolený typ proudění.

V práci bude odvozen vztah pro pohybovou rovnici tělesa v kapalině. A následně i odvození síly na těleso od kapaliny. V prvním případě bude uvažováno těleso bez obtékání a pro druhý případ odvození již bude uvažováno proudění kolem tělesa.

Následující část popíše dílčí kroky, které vedou k CFD simulaci. Bude vytvořeno několik odlišných domén, u kterých budou provedeny výpočty s rozdílnými počátečními podmínkami. Výsledky provedených simulací budou vyhodnoceny a porovnány jednotlivé domény.

Poslední část se bude věnovat odvození matematicko-fyzikálnímu modelu. Ten bude odvozen na základě Navierovy-Stokesovy pohybové rovnice, která bude upravena dvěma způsoby. Dílčí členy vzniklého jednorovnicového modelu budou určeny na základě provedené dynamické simulace.

2. Obecné rozdělení armatur [1] [2]

V dnešní době se můžeme setkat s mnoha typy armatur. Dělíme je do několika skupin: uzavírací armatury, regulační armatury, zpětné armatury, pojistné ventily a vodorovné armatury.

Pro dané skupiny platí různé konstrukční požadavky odvíjející se od jejich použití. Prvním z nich je pracovní látka, u které musíme znát její vlastnosti (tlak, teplota, chemická agresivita, jedovatost, radioaktivita, viskozita, teplota tuhnutí a tání). Na základě těchto informací volíme vhodný materiál a konstrukční provedení.

Volba materiálu závisí na velikosti tlaku, který působí na jednotlivé díly armatury. Díly ventilu můžeme rozdělit na tlakové a netlakové. Tlakové díly oddělují atmosférický tlak (vnější okolí) od tlaku uvnitř armatury, řadíme mezi ně např.: tělo ventilu, příruby, vtok, výtok. U tlakových dílů se většinou setkáme s litými nebo kovanými materiály. Ostatní součásti armatur se vyrábí z tvářených materiálů (válcované kulatiny), zejména z uhlíkové a legované oceli.

U konstrukce armatury musíme myslet i na vhodně zvolený materiál pro těsnění. Od toho se odvíjí spolehlivost dané armatury. Zde se nejčastěji setkáváme s ucpávkovým a statickým těsněním. V řadě případů se vhodnost těsnění určuje na základě míry přípustných úniků namísto „těsnosti“. Momentálně hlavním materiálem pro výrobu těsnění je grafitový materiál, vyrobený speciální technologií z přírodního grafitu. Pro ucpávky se používá bavlna, konopí, ramie, sklo, teflon, aramid a chemicky upravený grafit.

Další parametr, který nás zajímá, je činnost (funkce) armatury. Na základě toho jsou armatury rozděleny do již zmíněných několika skupin. Za funkci armatury můžeme považovat regulaci průtoku, redukci tlaku, odvedení kondenzátu, kontrolu stavu hladiny v uzavřené nádobě. Funkčnost armatur může být zajištěna dvojím způsobem a to automaticky (s vlastním řízením) nebo mechanicky (ruční ovládání).

Konstrukce armatur je ohraničena jistými pracovními podmínkami. Na základě toho jsou konstruovány armatury pro speciální účely využívány v jednom odvětví průmyslu. Sem se řadí armatury pro plyny, petrochemický průmysl (šoupátka), potravinářský průmysl a armatury pro jadernou energetiku.

Ke snadnějšímu výběru armatur se využívá systém jmenovitých tlaků (J_t), jmenovitých světlostí (J_s) a pracovních stupňů, které jsou normalizovány. České normy vztahující se k oboru průmyslových armatur spadají do skupin s počátečním dvojčíslem ČSN 13 ... nebo můžeme vycházet z norem evropských s označením EN ČSN V tomto případě je číselné označení převzato z evropské normy a nijak nekoliduje s českým číselným označením. Další skupinou jsou normy mezinárodní ISO, které jsou rovněž přejímány ISO ČSN.

3. Zpětné armatury [2]

Základní funkcí zpětných armatur je zabránění zpětného proudění a umožnění proudění v požadovaném směru s co nejmenším odporem. Tato funkce je zajišťována samočinně, což znamená, že nepotřebuje externí pohon (hydraulický, pneumatický nebo elektrický) k chodu. Jejich funkční mechanismus je současně čidlem pro zahájení funkce, pohonem a zabudovaným tělesem, které vykazuje funkci. Uzavírací prvek je uveden do uzavřené polohy díky funkčnímu mechanismu. Nejčastěji se jedná o sílu od pružiny, která působí proti směru posuvu kuželky, samotné tíze uzavíracího prvku, popř. sílu vzniklou rozdílem tlaků před a za kuželkou. Tento způsob ovládání je jednoduchý, ale jeho optimalizace je možná pouze pokusně, a to měřením.

Uzavíracím prvkem může být píst s kuželovou dosedací plochou, klapka nebo kulička, která dosedá na dosedací plochu (sedlo) ventilu a tím zajišťuje těsnost v závěrném směru.

Využití zpětných armatur je velmi rozšířené. V hydraulickém obvodu se mohou vyskytovat ve velmi hojném počtu. Během provozu je zpětná armatura plně otevřena a měla by tak mít minimální průtokový odpor.

Poloha plně otevřené armatury v běžném provozu nastává automaticky otevřením kuželky statickými a dynamickými účinky pracovní látky. Na základě toho je velmi důležité zjistit závislost zdvihu kuželky na rychlosti pracovní látky. Pokud nastane změna tlaku tak, že před kuželkou je tlak vyšší než za ní, působí takto vzniklý tlakový spád jako mechanismus pro otevření kuželky. Tento spád se označuje jako p_0 . V některých provozech např. jaderné elektrárny požadují určitou přesnost a spolehlivost, na základě toho se provádí pravidelné zkoušky otevíracího tlaku p_0 . Opačný chod, tedy uzavření zpětné armatury nastane při poklesu nebo úplném přerušení proudu pracovního média.

Při obtékání kuželky dochází ke změně rozložení tlaku, který se mění se zdvihem. Proto je třeba zavést hydraulickou sílu F , která je výsledkem působení tlaku p_1 na horní ploše kuželky. Síla F vyvozená pracovní látkou působí proti směru funkčního mechanismu. Na základě poměru mezi těmito silami se nastaví zdvih kuželky. Síla F je závislá na rychlosti proudící pracovní látky v , její měrné hmotnosti ρ , a vybraném rozměru pro průměr D .

Zpětný ventil tedy definujeme na základě charakteristiky, která je založena na funkci zdvihu a bezrozměrné hydraulické síle. Jako druhá charakteristika se uvádí tzv. ztrátová charakteristika zpětného ventilu. Ztrátová charakteristika zpětného ventilu závisí na zdvihu, díky kterému se mění průtokový kanál. Pro danou definici musíme brát v úvahu geometrickou podobnost ventilů. Na základě té se zachovává přímá úměra mezi veličinami, které charakterizují průtočný kanál a mezi drsnostmi vnitřních povrchů. V potaz zde bereme i Reynoldsovo číslo, které musí být shodné, abychom mohli využít fyzikální podobnost. Zpětné armatury se dělí na zpětné klapky a zpětné ventily.

3.1 Zpětné ventily

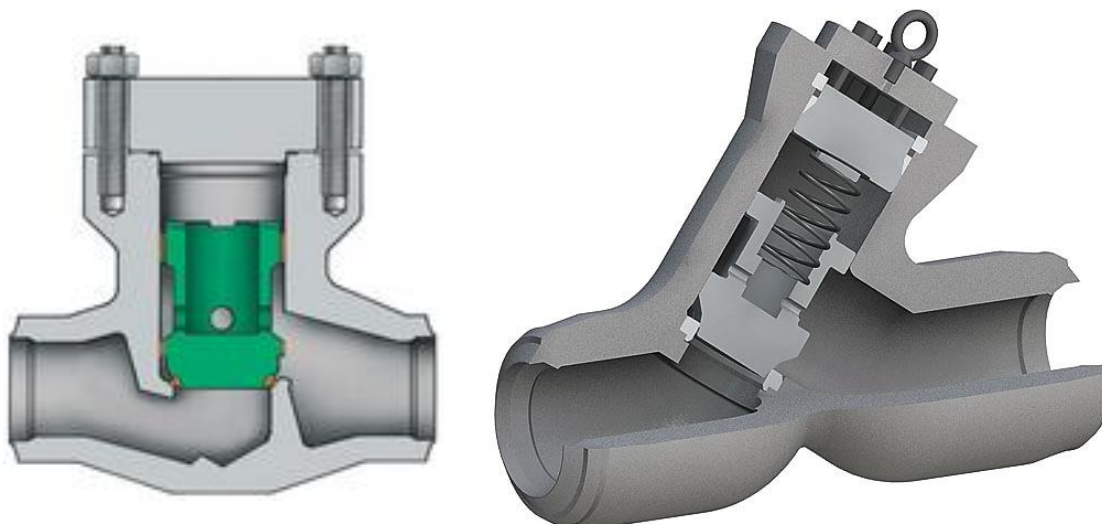
Hlavní konstrukční prvek vykonává translační pohyb, tudíž je pohyb pouze v jedné ose. Na základě tohoto pohybu dochází k otevírání a uzavírání ventilu a díky tomu je splněna hlavní funkce umožnit průtok pracovní látky v určeném směru a zamezit průchodu ve směru opačném. Tento proces by měl fungovat automaticky a s určitou spolehlivostí.

3.1.1 Pístový ventil [2]

U pístového ventilu je vstup proudícího pracovního média vždy pod kuželkou, kde dosedající část k sedlu má diskovitý tvar. Síla vytvořená proudícím médiem působí na disk, a tak dochází k otevření a umožnění průtoku skrze ventil. Pístové ventily jsou ve dvojím provedení, v prvním případě přímý pístový ventil, který se uzavírá na základě vlastní váhy. Druhý typ je šikmý pístový ventil, ten se vyrábí s nakloněnou kuželkou, která je zatížena pružinou pro lepší zavírání. Tento typ ventilů je určen ke snížení tlakových ztrát.

V případě těchto ventilů se nezaručuje těsnost, protože tlak působící nad kuželkou je nejasný. Proto nelze s přesností určit těsnicí sílu. Na základě toho se doporučuje montovat v sérii s uzavíracím ventilem. Ventily se vyrábí pro menší jmenovité tlaky a světlosti do DN 200. Obvykle se zde setkáme se zdvihem okolo 30% průměru sedla. Samotná doba uzavírání je tedy velmi krátká, což vyplývá z malého zdvihu.

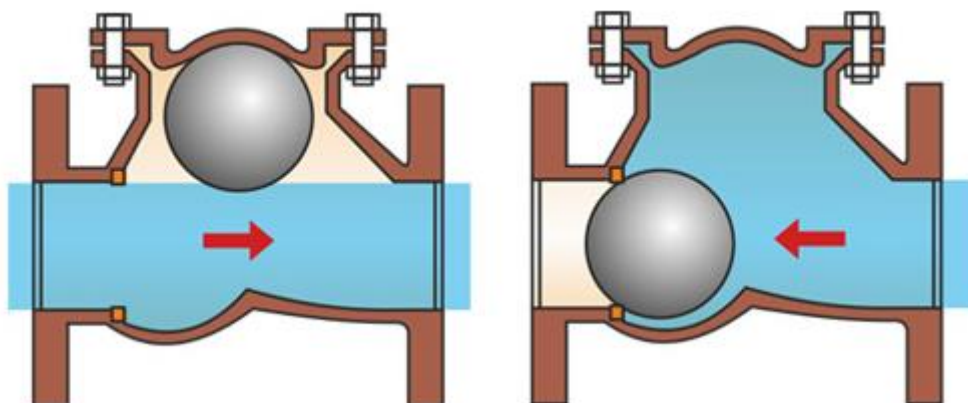
Pístové ventily se převážně využívají v odvětví s vysokou teplotou, vysokou rychlostí proudění a vysokým tlakem, který tak v potrubí vzniká. Je vhodný pro instalaci do horizontálně i vertikálně vedeného potrubí.



Obr. 1: Přímý pístový ventil a šikmý pístový ventil (Piston check valve) [4] [22]

3.1.2 Kuličkový ventil

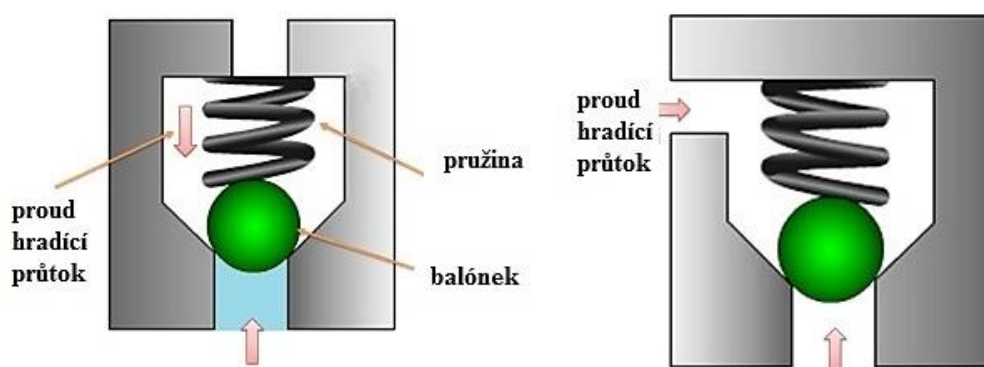
Jak je z názvu patrné, hlavní konstrukční prvek je kulička s kovovým jádrem a se speciální povrchovou úpravou z gumy, která dosedá do sedla. Jakmile dojde k proudění pracovní látky, kulička se vychýlí ze své výchozí polohy do pozice, kde se nachází mimo proud pracovního média. Při zastavení čerpání pracovní kapaliny se kulička vrací do své výchozí pozice a díky svému kulovému tvaru a zaobleným okrajům sedla zajišťuje perfektní těsnost.



Obr. 2 Kuličkový ventil [5]

Výhody použití tohoto typu ventilu jsou nízké tlakové ztráty, pořizovací náklady, samočisticí schopnost. Dále je zajištěna dobrá těsnost při minimální protitlaku. Díky nízkému riziku zanešení se tento typ ventilů využívá v provozech se zvýšeným výskytem pevných částic. [5]

Další typ kuličkového ventilu je vybavený pružinou. Pracovní médium může protékat buď na přímo, nebo v pravoúhlém směru. Pružina přispívá k lepší těsnosti a rychlejšímu uzavření. Musí se ale uvažovat s tuhostí a předpětím pružiny, které určuje minimální tlak v hydraulickém obvodu potřebný pro otevření ventilu. [6]



Obr. 3 Kuličkový ventil a) s přímým směrem proudění, b) s pravoúhlým směrem proudu (Ball check valve) [6]

3.1.3 Diskový ventil

Jak je z názvu patrné, uzavíracím prvkem je disk. Usazení ventilu je možné v horizontální i ve vertikální poloze. Aby byla zajištěna průtočnost ventilu, musí být nátok vždy ze spodní strany disku, jako u pístového ventilu. Ten se díky tlaku od proudícího média nadzvedne a je umožněn průtok. K uzavření dojde při poklesu průtoku nebo zpětnému proudění skrze armaturu. Ventily se používají především v hydraulických obvodech s vysokým tlakem. [7] [8]



Obr. 4 Diskový ventil v horizontální poloze (Lift check valve) [8]

Diskové ventily mají malou velikost zdvihu (1/3 velikosti sedla). Proto se využívají většinou pro malé světlosti, díky tomu je u nich menší nebezpečí hydraulických rázů. Pro větší světlosti se využívají klapky. [2]

Výše zmíněné typy armatur mají klady i zápory. Mezi kladné vlastnosti řadíme rychlou odezvu na změnu proudění a to díky krátkému chodu uzavíracího členu. To ale může být nevýhodou, pokud se pohybujeme ve velkých průtocích. Důsledkem rychlého uzavření by mohlo dojít k vodnímu rázu. Naopak když je průtok malý a není vyvinut dostatečně velký tlak na uzavírací člen (jedná se hlavně o uzavírací člen opatřeny pružinou) může docházet ke střídavému otevírání a uzavírání ventilu. To vede k opotřebení sedla a je nutná jeho výměna. Další nevýhodou je rychlé zanešení, což může vest k netěsnostem. Tlakové ztráty pro dané armatury jsou závislé na funkčním mechanismu (s pružinou, bez pružiny). [7]

3.2 Zpětné klapky

Průtok zpětnou klapkou je principiálně podobný jako u zpětného ventilu. Hlavní rozdíl spočívá především v uložení a pohybu uzavíracího členu. Ten je ve většině případů zavěšen na čepu, kolem kterého se otáčí a vykonává tak rotační pohyb. [2]

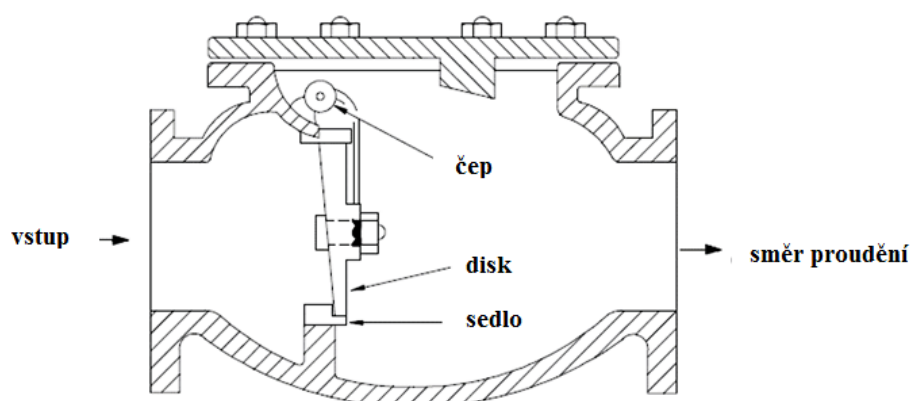
Tvar uzavíracího členu je možné přirovnat k talíři, který může být vcelku nebo rozdělený na dvě části. K průtoku armaturou dojde vlivem proudění pracovního média, které vychýlí klapku kolem osy uchycení. V momentě přerušení proudění se klapka většinou vrátí do výchozí pozice vlastní vahou a je přitlačena k sedlu tlakem kapaliny působící v závěrném směru. Nejvyužívanější zpětné klapky jsou závěsná, naklápěcí a motýlí. [2] [8]

3.2.1 Závěsná klapka

Hlavní člen je disk, který je uchycen v závěsu pomocí matice a ten se nachází nad sedlem armatury. Při proudění ve směru otevření dojde ke zdvihu klapky, která se otáčí kolem čepu. Úhel otevření se pohybuje kolem 60° - 90° , záleží na typu konstrukce. Při plném otevření dochází k minimální tlakové ztrátě. A je zde i nízké riziko zanášením pevnými částicemi, které mohou být obsaženy v pracovním médiu, na základě minimálního vlivu disku na proudění. [9]

V případě přerušení proudění dochází k pozvolnému uzavírání na základě gravitace, což snižuje pravděpodobnost vodního rázu. To má ovšem vliv na dobu uzavírání a ta je u tohoto typu armatur velmi dlouhá a může působit jako nevýhoda při jejím použití. [9] [10]

Pro zkrácení doby uzavírání, může být armatura opatřena závažím, které je namontováno na otočném čepu, který je vyveden z tělesa klapky pomocí ucpávky. To může mít však za následek navýšení tlakové ztráty. Další možností jak zdokonalit závěsnou klapku a snížit tak vodní ráz, který vzniká vlivem působení vysokého tlaku tvořícího se za klapkou v důsledku zpětného proudění, je instalace tlumiče (kataraktu). Tím se zjemní náraz klapky na sedlo a zamezí se tak slyšitelnému práskání, což má za důsledek zmíněný vodní ráz. [11]



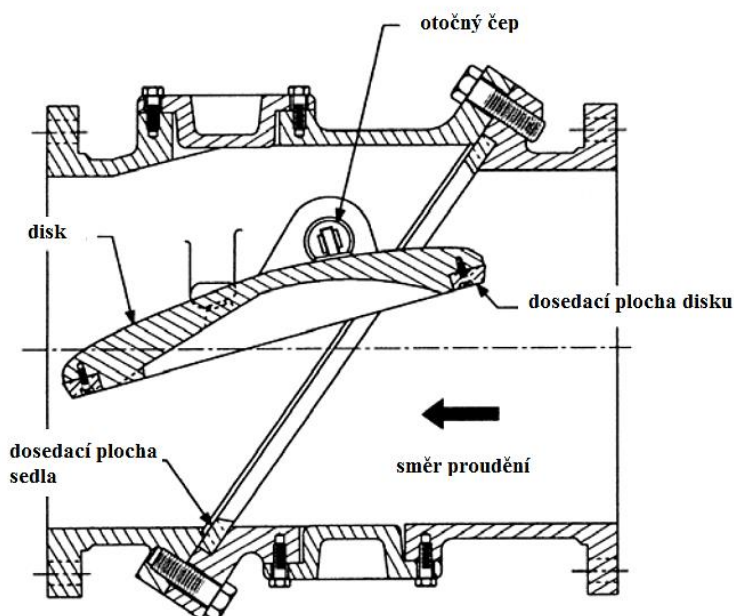
Obr. 5 Závěsná klapka (Swing check valve) [3]

3.2.2 Naklápěcí klapka

Konstrukčně se naklápěcí klapka podobá závěsné klapce s tím rozdílem, že uchycení disku je lehce nad osou potrubí a tudíž se nachází v hlavním proudu. Naklápěcí klapka je jediný typ, kde je uzavírací prvek obtékán po obou plochách disku. Využívá se v případech, kdy je potřeba velmi rychlá odezva, která plyne z uložení těžiště disku blízko osy otáčení. [7]

Plně otevřeného stavu je možné docílit i při nízkém průtoku. Konstrukčně menší armatury jsou opatřeny zkrutnou pružinou, aby byla zajištěna dostatečná citlivost na přerušení průtoku a tím zajištěna optimální reakční doba. [7] [3]

Tento typ se vyznačuje velmi nízkou hodnotou tlakové ztráty a je vhodný pro nestacionární proudění stlačitelných látek. Nevýhodou je zde zhoršení těsnosti při poklesu tlaku v hydraulickém systému. [12]



Obr. 6 Naklápěcí klapka s nakloněným sedlem (Tilting disc check valve) [13]

Uvedený obrázek poukazuje na menší konstrukční změnu, se kterou se u naklápěcích klapek můžeme setkat a tím je naklonění sedla. To napomáhá snadnějšímu otevření a uzavření při nízkém tlaku. Další benefit, který nakloněné sedlo poskytuje je zkrácení dráhy pro uzavírání klapky. To je velmi pozitivní hlavně proto, že k uzavírání klapky probíhá gravitačně.

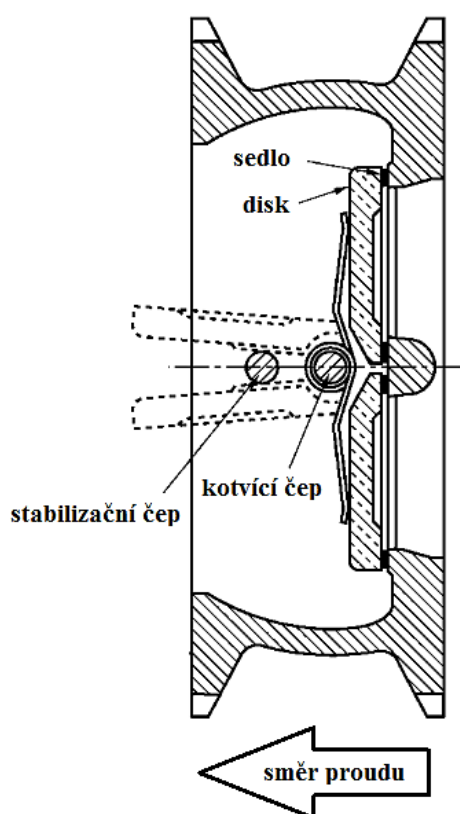
3.2.3 Motýlí klapka

Klapka je složena ze dvou půlkruhových disků, které jsou upevněny na čepu ve středu potrubí. V závěrném směru jsou disky opatřeny zkrutnou pružinou, která zajišťuje rychlé uzavření při poklesu tlaku v potrubí a zamezuje tak zpětnému proudění. Může však docházet k nestabilitě obtékání a z tohoto důvodu je klapka většinou opatřena dru-

hým, pojistným (stabilizačním) čepem, který fixuje polohu disků při plném otevření. [14]

Daná armatura není vhodná pro využití v provozech, kde se v médiu vyskytují pevné částice. Může dojít k zanešení a znemožnění správné funkčnosti klapky. [7]

I přesto, že je klapka složena ze dvou částí disků, se jedná o váhově nejlehčí armaturu ve srovnání s předešlými případy. Díky konstrukčně nízké hmotnosti disků je schopnost uzavírání velmi rychlá a zároveň i minimalizována vlastnost co se týče praskání. Lze tedy říct, že se jedná o nejtišší armaturu. V závislosti na konstrukci se zde setkáme i s nízkou tlakovou ztrátou. [14]



Obr. 7 Motýlí klapka (Dual-disc check valve)

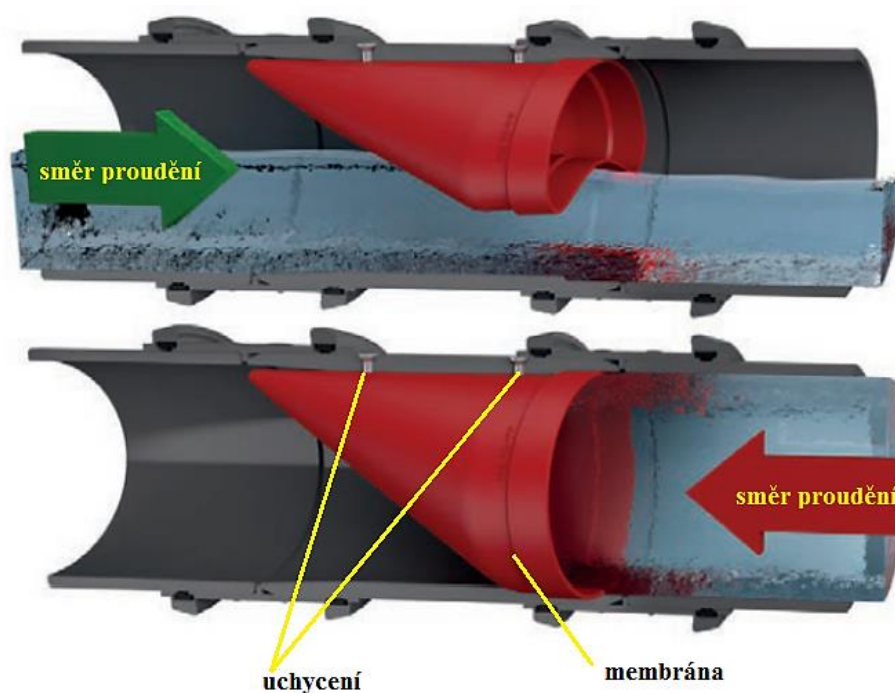
O zpětných klapkách můžeme říci, že se zde vyskytuje větší riziko vodního rázu při jejich uzavírání oproti zpětným ventilům. Tyto problémy jsou řešeny pomocí přídatných zařízení, například závaží, které je uloženo na páce, se kterým lze v některých případech regulovat dle pracovních podmínek a další možností může být katarakt. Celkově se však jedná o historicky nejstarší zpětné armatury, které byly používány. V dnešní době jsou snadno dostupné a poměrně levné. Ztrátový součinitel nabývá nejnižších hodnot při plném otevření talíře klapky, to je však podmíněno určitou rychlostí pracovní látky. A zároveň mají v tomto stavu malou tlakovou ztrátu. Odtud plyne, že se výše tlakové ztráty odvíjí od úhlu otevření klapky a velikosti armatury. U armatur pro větší světlosti narůstá. [2]

3.3 Ostatní zpětné armatury

Pod pojem ostatní zpětné armatury řadíme ty, které fungují rozdílně, než bylo doposud zmíněno.

3.3.1 Zpětná klapka „Wastop“

Daný typ je certifikovaným od firmy ATER s.r.o. Instalace je velmi jednoduchá a lze ji využít v již stávajícím potrubí, jak v horizontálním, tak i vertikálním směru. Jedná se o pružnou (gumovou) membránu ve tvaru kužele, který je upevněn na jednom místě v potrubí. Při průtoku média požadovaným směrem narůstá tlak před membránou a tím dojde k jejímu stlačení a umožnění průtoku skrz. V případě zpětného proudění je membrána zaplněna médiem a dojde tak k uzavření a zahrazení průtok. [15]



Obr. 8 Membránový ventil „WASTOP“ [15]

4. Bernoulliho rovnic

V kapitole 4. je čerpáno z přednášek doc. Ing. Jaroslava Štiglera Ph.D. a prof. Ing. Františka Pochylého CSc.

Jedná se o vztah odvozený Danielem Bernoullim, který vyjadřuje zachování mechanické energie pro ustálené proudění ideální kapaliny. Vychází se tedy z předpokladu, že energie nevzniká ani nezaniká, jen se mění její druh.

Během proudění skutečné kapaliny působí na částice obsažené v kapalině síla. Částice při proudění konají pohyb (posuv) po elementární dráze ds , čímž dochází k elementární práci po této dráze. Po sečtení těchto elementárních prací na konečné délce po proudnici se dostane vztah známý jako Eulerova rovnice hydrodynamiky.

$$a_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} = \frac{\partial v_i}{\partial x_j} v_j + \frac{\partial v_i}{\partial t} \quad (1)$$

Takto vzniklá rovnice se integruje po proudnici a získá se tak vztah pro celkovou práci neboli energii proudící kapaliny. Tato úprava je možná za předpokladu, že existuje potenciál vnějších hmotnostních sil

$$a_j = \text{grad } (U) \quad (2)$$

a_j ... vnější objemové zrychlení

U ... potenciál vnějších sil (na jednotu hmotnosti)

a uvažujeme nestlačitelnou, viskózní kapalinu. [21]

V našem případě vycházíme z předpokladu skutečné kapaliny. Proto se v rovnici vyskytují třecí síly v podobě disipační ztrátové měrné energie.

$$Y_z = \int_1^2 \nu \Delta \vec{v} d\vec{l} \quad (3)$$

ν ... kinematická viskozita

Δ ... Laplaceův operátor

Dále uvažujeme nestacionární proudění:

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} \neq 0 \quad (4)$$

Na základě toho je možné vyjádřit Bernoulliho rovnici pro ideální kapalinu s proměnlivým průtokem:

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + \frac{\partial v_i}{\partial x_j} v_j + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{p}{\rho} + gH \right) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \Pi_{ij}}{\partial x_j} = 0 \quad (5)$$

Bernoulliho rovnice vyjadřuje součet kinetické energie, tlakové energie a polohové energie.

5. Hydraulické odpory [16], [17]

U návrhu potrubního systému je potřeba brát v potaz hydraulické ztráty, které se vyskytují při proudění skutečného (viskózního) média. Nejdůležitější oblastí kde řešit ztráty, jsou rovné úseky v potrubí, kde dochází ke ztrátám díky smykovému napětí. Vzniklá ztráta je způsobena třením proudícího média o velmi malou vrstvu média ulpívajícího na stěnách potrubí. Jedná se o mezní vrstvu, kde je podmínka nulové rychlosti. Tyto ztráty nazýváme třecí. Zohledňujeme však ještě jeden typ hydraulických odporů a těmi jsou místní ztráty. Jedná se o ztráty způsobené dodanými prvky do hydraulického obvodu (kolena, armatury, filtry, měřidla atd.) nebo změnou průtočného průřezu.

Výskytem tření dochází k disipaci mechanické energie na teplo, které není možné (obvykle) nijak zužít. Takto vzniklou ztrátu je třeba kompenzovat, proto je nutné navýšit energii využívanou k dopravě média na daném úseku.

U proudění média a skrze potrubí se nijak významně nemění hmotnostní průtok. Z tohoto důvodu můžeme vycházet z předpokladů pro nestlačitelnou kapalinu, hlavně z předpisu pro Bernoulliho rovnici.

$$\alpha_1 \frac{v_1^2}{2} + \frac{p_1}{\rho} + z_1 g = \int_1^2 \vec{a}_t \cdot d\vec{l} + \alpha_2 \frac{v_2^2}{2} + \frac{p_2}{\rho} + z_2 g + \Delta Y_z \quad (6)$$

Člen ΔY_z vyjadřuje tlakovou ztrátu mezi dvěma různými místy v potrubí. Lze ho zapsat ve tvaru:

$$Y_z = Y_1 - Y_2 \quad (7)$$

Musí platit podmínka $Y_1 > Y_2$, v případě vodorovného potrubí, dále $z_1 = z_2$ a nedochází ke změně průměru potrubí, platí $v_1 = v_2$. Potom hydraulické ztráty lze zapsat ve tvaru:

$$\Delta Y_z = \frac{p_1 - p_2}{\rho g} \quad (8)$$

Hydraulická ztráta je odvozena z Darcy-Weisbachova vztahu.

$$Y_z = \left(\sum_{j=1}^n \xi_j \cdot \frac{v_j^2}{2} \right) = \sum_{j=1}^n \left(\lambda_j \cdot \frac{L_j}{D_{hj}} \cdot \frac{v_j^2}{2} \right) \quad (9)$$

Jednotlivý význam členů obsažených v rovnici: index „j“ vyjadřuje obecné číslo, které značí určitou část potrubí o celkovém počtu „n“, která se mohou lišit průtočnou plochou „S_j“.

ξ_j ... vyjadřuje hodnotu ztrátového součinitele po délce úseku „j“

λ_j ... vyjadřuje hodnotu součinitele tření po délce úseku „j“

L_j ... vyjadřuje osovou délku potrubí v úseku „j“

D_{hj} ... vyjadřuj hydraulický průměr náležící úseku „j“

Veličina hydraulický průměr D_{hj} je charakteristický rozměr pro výpočet průtočného profilu potrubí. Lze jej využít i pro obecný (nekruhový) profil.

Pro výpočet hydraulického průměru je nutné znát hodnotu vnitřního průřezu potrubí S a hodnotu omočeného obvodu O .

$$D_h = \frac{4 \cdot S}{O} \quad (10)$$

Pro další popis bude uvažováno s kruhovým průřezem potrubí, který je plně vyplněn zvoleným médiem. Z toho tedy vyplývá

$$S = \frac{\pi \cdot d^2}{4} \quad (11)$$

$$O = \pi \cdot d \quad (12)$$

Z výše uvedených vztahů můžeme stanovit $D_h = d$ (hydraulický průměr je roven vnitřnímu průřezu zvoleného potrubí). [15]

Na výši hydraulických ztrát se podílí mnoho faktorů, některé již byly popsány výše. Jedním z faktorů je vhodně zvolený vnitřní průměr potrubí s ohledem na protékající množství. Dalším neméně důležitým faktorem, co ovlivňuje hydraulické ztráty, je součinitel tření λ . Ten je závislý na režimu proudění – laminárním a tři režimy turbulentního proudění.

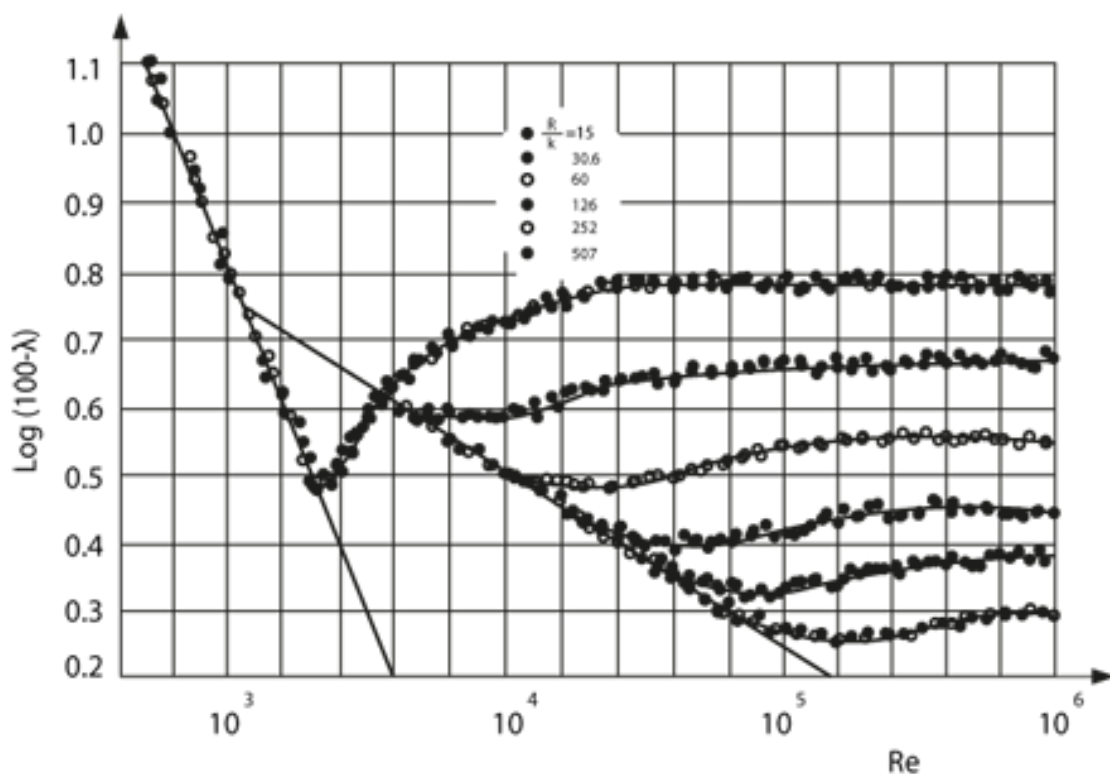
5.1 Reynoldsovo číslo [16]

Reynoldsovo číslo se značí Re a jedná se o bezrozměrnou veličinu. Vyjadřuje vliv tření, které má za následek proudění viskózního média. Jedná se tedy o poměr dynamických sil k silám viskózním.

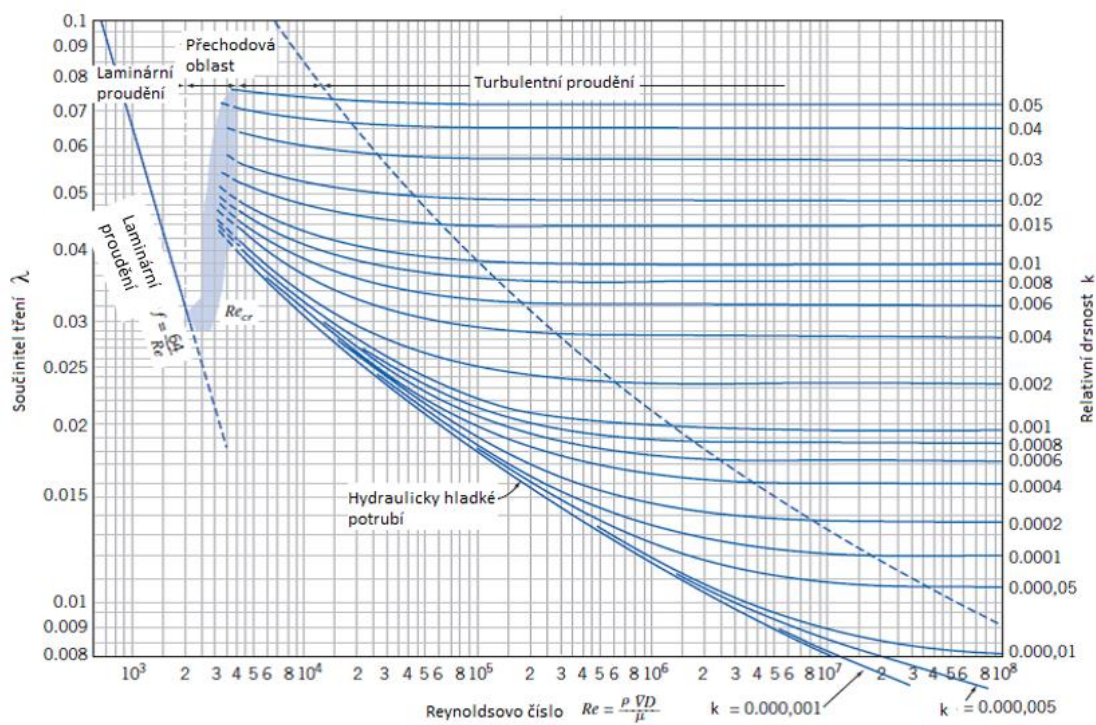
$$Re = \frac{v_s \cdot D_h}{\nu} \quad (13)$$

Reynoldsovo číslo slouží především k definování typu proudění, zda se jedná o laminární či turbulentní proudění. K tomu lze dojít více způsoby. Jeden z nich je založen na závislosti Reynoldsova čísla Re na koeficientu tření λ . Jedná se o dva typy diagramů, které byly stanoveny na základě experimentu. Prvním z nich je diagram dle Nikuradseho, kde jsou znázorněny jednotlivé oblasti pro laminární a turbulentní proudění v uměle zhotoveném drsném potrubí. Druhý diagram je dle Moodyho a je založen na

experimentu provedeném v reálném potrubí. Oba dva diagramy jsou zobrazeny v logaritmických souřadnicích $\log(\lambda)$ a $\log(Re)$.



Obr. 9 Nikuradseho diagram [17]



Obr. 10 Moodyho diagram [24]

V obou dvou případech však určení hledané hodnoty koeficientu není přesné. Proto byly vytvořeny empirické vztahy, které jsou upřednostňovány.

Pro určení typu proudění byly vytvořeny pomyslné hranice, které jsou definovány na základě kritické hodnoty Reynoldsova čísla Re_k . Tato hodnota je směrodatná pro všechny Newtonské kapaliny a platí, že hodnota kritického Reynoldsova čísla je přibližně

$$Re_k \sim 2320$$

Na základě této hodnoty dokážeme posoudit, zda se jedná o laminární či turbulentní proudění. V případě, že hodnota získaná z výpočtu je menší než kritické Reynoldsovo číslo $Re < Re_k$, jedná se o proudění laminární. V opačném případě $Re > Re_k$ můžeme říci, že jde o turbulentní proudění. Mezi těmito dvěma prouděními je i takzvaná přechodná hranice, kterou nelze zcela přesně definovat, ale jsme schopni ji ovlivnit. Jedná se o Reynoldsova čísla v rozmezí 2000 až 4000.

Pokud se pohybujeme v režimu turbulentního proudění, dělíme ho na 3 typy dle kritérijního diagramu.

Prvním typem je režim v *hydraulicky hladkém potrubí*. Zde se pro výpočet koeficientu tření řídíme pouze podle Reynoldsova čísla [$\lambda = f(Re)$].

Druhým typem je režim v *přechodové oblasti*. V tomto případě přibývá druhý parametr a tím je relativní drsnost k_r [$\lambda = f(Re, k_r)$], kde relativní drsnost je vyjádřena jako podíl absolutní drsnosti k [mm] a hydraulického průměru D_h [mm].

$$k_r = \frac{k}{D_h} \quad (14)$$

U třetího turbulentního režimu v *hydraulicky drsném potrubí*, se výpočet koeficientu tření řídí pouze podle drsnosti „ k_r “ [$\lambda = (k_r)$]. Výška nerovnosti je vyšší než mezní vrstva.

5.2 Součinitel tření λ [16]

Jak již bylo řečeno, během proudění média v potrubí dochází k přeměně mechanické energie na teplo a právě míru této přeměny nám vyjadřuje součinitel tření λ .

$$\lambda = \frac{\tau}{\frac{1}{8} \cdot \rho \cdot v^2} \quad (15)$$

Hodnotu λ lze získat i experimentálně z Bernoulliho rovnice použité na rovném úseku potrubí, za předpokladu neměnného průřezu mezi dvěma body. Na základě Bernoulliho rovnice předpokládáme snížení statického tlaku v druhém bodě oproti hodnotě statické-

ho tlaku v bodě prvním. Při proudění skutečné (viskózní) kapaliny skrze potrubí dochází k tvorbě smykového napětí τ na stěnách potrubí.

$$\tau = \frac{R}{2} \cdot \frac{p_1 - p_2}{L} \quad (16)$$

kde

$$\frac{p_1 - p_2}{L}$$

představuje tlakový spád mezi zkoumanými (měřenými) body.

Po dosazení vztahu (16) do vztahu (15) získáme vyjádření pro λ z veličin, které lze snadno změřit.

$$\lambda = \frac{\frac{R}{2} \cdot \frac{p_1 - p_2}{L}}{\frac{1}{8} \cdot \rho \cdot v^2} \quad (17)$$

Takto vypočtenou hodnotu lze nyní dosadit do Darcy-Weisbachova vztahu, a tudíž určit hodnotu pro celkovou ztrátovou měrnou energii na daném úseku.

Z důvodu zefektivnit a urychlit výpočet ztrát v potrubí se v praxi využívá výpočetních vztahů odvozených pro laminární a tři režimy turbulentního proudění.

V experimentu, kterým se zabývá daná práce, se hodnoty Reynoldsova čísla pohybují v režimu turbulentního proudění. Na základě toho byl využit vztah dle Drew pro $Re < 10^6$:

$$\lambda = 0,0056 + 0,5 \cdot Re^{-0,32} \quad (18)$$

6. Odvození pohybová rovnice – zákon zachování hybnosti [18]

U každého tělesa případně látky, si můžeme představit makroskopické částice, ve kterých jsou obsaženy molekuly, které tato tělesa a látky utvářejí. Prostředí složené z makroskopických částic nazýváme makroskopický systém a předpokládáme zde kontinuum. Toto prostředí zaujímá fyzikálně nekonečně malý objem ΔV , který obsáhne dostatečné množství molekul, ale zároveň je velmi malý, ve srovnání se zkoumanou oblastí. Díky tomu si můžeme zjednodušit matematický model a popsat ho pomocí makroskopických proměnných hustotou ρ , teplotou T a podobně.

Jelikož v našem případě nedochází k rychlým dějům, nastává stav lokální termodynamické rovnováhy. V tomto případě můžeme makroskopický systém popsat stavovými veličinami (zrychlením, rychlostí a teplotou) v závislosti na čase.

Změny v pohybu molekul jsou provázány silovými interakcemi mezi makroskopickými částicemi. S ohledem na uvedené silové účinky a v souladu s 2. Newtonovým zákonem platí:

$$F = \frac{d}{dt}(\Delta m \cdot v) \quad (19)$$

v případě konstantní hmotnosti částice,

$$F = \Delta m \cdot a \quad (20)$$

kde člen zrychlení se váže k těžišti sledované částice.

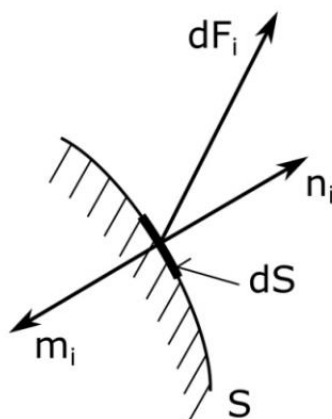
Takto popsaná síla se rovná součtu sil povrchových a sil vyvolaných vnějšími účinky.

$$\Delta m \cdot a = F_s + F_p \quad (21)$$

Pro další odvození zavedeme Einsteinovu sumační symboliku, která nám zjednoduší zápis vektorových a tenzorových veličin. Zavede se tím pravidlo pro součet dvou prvků podle dvou stejných indexů.

$$\begin{aligned} \text{např.:} \quad \sum_{i=1}^N a_i b_i &= a_i b_i \dots \text{vynecháme znak sumace} \\ \sum_{j=1}^M a_{ij} b_j &= a_{ij} b_j \dots \text{vynecháme znak sumace} \end{aligned}$$

Vzájemné síly mezi makroskopickými částicemi jsou úměrné svojí velikosti povrchu a jejich orientace je vyjádřena pomocí jednotkového vektoru vnější normály k povrchu částice.



Obr. 11 Jednotkový vektor a síla na elementární plochu [20]

Tuto sílu vyjádříme vztahem:

$$dF_{si} = \sigma_{ij} n_j dS \quad (22)$$

σ_i ... tenzor napětí (pro homogenní izotropní materiál bereme jako symetrický $\sigma_{ij} = \sigma_{ji}$)

n_j ... jednotkový normálový vektor

S ... plocha makroskopické částice

Tenzor napětí je složen z vratných τ_{ij} a nevratných Π_{ij} napětí.

Tenzor vratných napětí τ_{ij} :

$$\tau_{ij} = -\delta_{ij}p \quad (23)$$

Kde veličina p vyjadřuje tlaková napětí. Ta působí silou na kapalinu proti směru normálového vektoru, proto ji bereme se záporným znaménkem.

Tenzor nevratných napětí Π_{ij} souvisí se ztrátami vlivem viskózní kapaliny.

$$\Pi_{ij} = 2\eta v_{ij} + b\delta_{ij}v_{kk} \quad (24)$$

Ve vzorci se objevují tyto členy: dynamická viskozita kapaliny η , tenzor rychlosti deformace v_{ij} , druhá viskozita b , matematický operátor Kroneckerův tenzor δ_{ij} , který nabývá různých hodnot pro $i = j \rightarrow 1$ a pro $i \neq j \rightarrow 0$ a poslední v_{kk} vyjadřuje divergenci rychlosti.

Za použití zmíněných veličin lze sílu na plochu vyjádřit:

$$dF_{si} = \sigma_{ij} n_j dS = \tau_{ij} n_j dS = -\delta_{ij} p dS \quad (25)$$

$$dF_{si} = -p n_i dS, \text{ jelikož } \delta_{ij} n_j = n_i \quad (26)$$

$$dF_s = -p n dS = -p dS \quad (27)$$

Pro další výpočty budeme vycházet z předpokladu konstantní hmotnosti částice Δm , která se pohybuje v závislosti na čase v prostoru ($\Delta m = \Delta m(x_i, t)$), tedy rovnice kontinuity. Ta nám říká, že každým zvoleným průřezem proteče stejné množství látky. Rovnice kontinuity pro nestlačitelnou látku:

$$\operatorname{div}(\vec{v}) = 0 \quad (28)$$

Jelikož se nacházíme v gravitačním poli Země, musíme brát v potaz i tíhové síly působící na částice.

$$F_{pi} = \Delta m g_i \quad (29)$$

Po dosazení do (16) dostáváme tvar pohybové rovnice makroskopické částice neboli Navierovu-Stokesovu pohybovou rovnici.

$$\rho \frac{\partial v_i}{\partial t} + \rho \frac{\partial}{\partial x_j} (v_i v_j) - \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} = \rho g_i \quad (30)$$

Význam jednotlivých členů:

$\rho \frac{\partial v_i}{\partial t} \dots$ lokální zrychlení

$\rho \frac{\partial}{\partial x_j} (v_i v_j) \dots$ konvektivní zrychlení

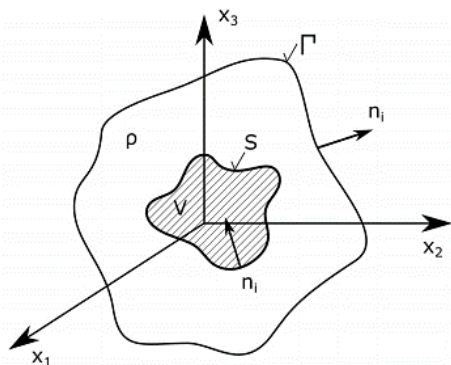
$\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \dots$ tenzor napětí

Z Navierovy-Stokesovy rovnice jsme schopni vyjádřit sílu na hydraulický prvek.

6.1 Nestacionární pohyb tělesa v nestlačitelné kapalině

V nadcházejících částech 6. kapitoly je vycházeno z [19] a z přednášek pana prof. Ing. Františka Pochylého, CSc.

Uvažujeme tuhé těleso, které vykonává translační pohyb v nestlačitelné kapalině. V těžišti daného tělesa působí setrvačná síla, která je v rovnováze s povrchovými silami od kapaliny a sil z vnějšího okolí, rovnice (21).



Obr. 12 Těleso obklopeno kapalinou [20]

Pro další odvození si zavedeme předpoklady k jejímu zjednodušení:

- Zanedbáváme gravitační zrychlení (podstatné pouze pokud řeším statiku) ... $g = 0$
- Uvažujeme nestlačitelnou kapalinu ... $\frac{\partial v_i}{\partial x_i} = 0$
- Předpokládáme nevířivé proudění ... $\omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} - \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) = 0$;
odtud $\frac{\partial v_i}{\partial x_j} = \frac{\partial v_j}{\partial x_i}$
- Hranice Γ je pevná (nehybná) ... $v = 0$
- Kmity tělesa jsou malé

K odvození pohybové rovnice tělesa obklopeného kapalinou budeme vycházet ze silové rovnice, kterou jsme si uvedli v předchozí kapitole. Na základě uvedených předpokladů v rovnici zanedbáme člen spojený s gravitačním zrychlením. Dále jsme si stanovili, že hranice Γ je nepohyblivá a ulpívá na ní kapalina (díky její viskozitě). Odtud bude integrál přes tuto plochu roven nule a zůstane pouze integrace přes plochu S . Jelikož vycházíme z translačního pohybu, můžeme říci, že rychlost v těžišti je rovna rychlosti ve všech bodech tělesa. Proto ji budeme brát jako konstantu a vytkneme ji před integrál. Odtud pak dostaneme následující tvar silové rovnice:

$$F_i = -\rho \frac{\partial v_j}{\partial t} \int_S x_i n_j dS - \rho v_i n_j \int_S n_j dS + \int_{\Gamma} \sigma_{ij} n_j d\Gamma \quad (31)$$

Následně provedeme úpravu u prvních dvou integrálů dle Gauss-Ostrogradského věty:

$$\int_S n_j dS = - \int_V \frac{\partial 1}{\partial x_j} dV = 0 \quad (32)$$

$$\int_S x_i n_j dS = - \int_V \frac{\partial x_i}{\partial x_j} dV = -\delta_{ij} \int_V dV = -\delta_{ij} V \quad (33)$$

Poté můžeme přepsat silovou rovnici do tvaru:

$$F_i = \rho V \delta_{ij} \frac{\partial v_j}{\partial t} + \int_{\Gamma} \sigma_{ij} n_j d\Gamma \quad (34)$$

Nadále se už budeme zbývat pohybovou rovnicí ve tvaru pro mechaniku těles.

$$m_{ij}\ddot{x}_j + b_{ij}\dot{x}_j + k_{ij}x_j = f_i + F_i \quad (35)$$

V případě, že těleso není buzeno vnější silou a jsou zanedbány účinky okolí, tak je pravá strana nulová. Jestliže se však těleso pohybuje v kapalině, musíme brát na vědomí vliv okolních sil, a proto bude silový člen nenulový. Bude se tedy rovnat silové rovnici (34) odvozené výše. Pro tuto sílu platí pohybová rovnice přídavných účinků kapaliny, která má tvar:

$$F_i = -(M_{ij}\ddot{u}_j + B_{ij}\dot{u}_j + K_{ij}u_j) \quad (36)$$

Malou změnou v této rovnici je označení posuvu tělesa $x_j \rightarrow u_j$. Kdybychom dosadili vzniklý tvar rovnice (36) do (35), získáme tak obecný tvar pro pohybovou rovnici tělesa pohybujícího se v kapalině.

$$(m_{ij} + M_{ij})\ddot{u}_j + (b_{ij} + B_{ij})\dot{u}_j + (k_{ij} + K_{ij})u_j = f_i \quad (37)$$

Význam jednotlivých členů je následující:

$m_{ij}, b_{ij}, k_{ij} \dots$ matice hmotnosti, tlumení a tuhosti tělesa

$M_{ij}, B_{ij}, K_{ij} \dots$ matice přídavných účinku – hmotnosti, tlumení a tuhosti

Pro danou práci jsou důležité především přídavné účinky. Z tohoto důvodu není nutné pracovat nadále s kompletním tvarem pohybové rovnice (37). Budeme vycházet pouze z tvaru (36). Pokud do této rovnice dosadíme odvozený vztah pro sílu (34), získáme tvar:

$$F_i = \rho V \delta_{ij} \ddot{u}_j + \int_{\Gamma} \sigma_{ij} n_j d\Gamma = -(M_{ij}\ddot{u}_j + B_{ij}\dot{u}_j + K_{ij}u_j) \quad (38)$$

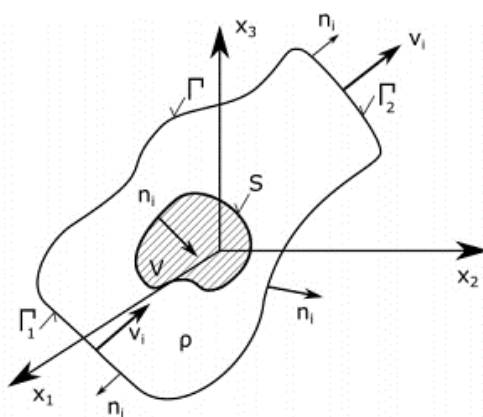
který upravíme a dostaneme konečný tvar:

$$\hat{F}_i = \int_{\Gamma} \sigma_{ij} n_j d\Gamma = -(\rho V \delta_{ij} + M_{ij})\ddot{u}_j - B_{ij}\dot{u}_j - K_{ij}u_j \quad (39)$$

Finální rovnice vyjadřuje přesnou hodnotu pro sílu, působící na okraj oblasti Γ . Tuto sílu lze vyjádřit v programu ANSYS Fluent na základě simulace. Pro kmitání tělesa můžeme zadat obecný předpis funkce např.: $u = A_0 \sin(\omega t)$, kde A_0 vyjadřuje amplitudu kmitů a ω je úhlová rychlost. Pokud daný předpis derivujeme podle času, získáme rychlost tělesa \dot{u}_j , případně s druhou derivací podle času zrychlení tělesa \ddot{u}_j .

6.2 Nestacionární pohyb tělesa v nestlačitelné, proudící kapalině [19]

Při nestacionárním pohybu tělesa v kapalině, která protéká kolem tělesa S , již nemůžeme uvažovat pouze uzavřenou oblast Γ , ale musíme do rovnice zahrnout i hranice Γ_1 a Γ_2 , které symbolizují vstup a výstup z domény Γ (Obr.13).



Obr. 13 Těleso obtékáno kapalinou [20]

Pro další odvozování budeme vycházet z Navierovy-Stokesovy rovnice (25). Opět si zavedeme parametry, které nám zjednoduší odvozování přídatných účinků:

- Zanedbáváme gravitační zrychlení ... $\rho g_i = 0$
- Uvažujeme ideální kapalinu (neviskózní, nestlačitelnou) ... $\Pi_{ij} = 0; \frac{\partial v_i}{\partial x_i} = 0$
- Proudění je nevířivé ... $\omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} - \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) = 0$; odtud $\frac{\partial v_i}{\partial x_j} = \frac{\partial v_j}{\partial x_i}$
- Tuhé nedeformující se těleso
- Malé translační kmity

Ve srovnání s předchozí kapitolou uvažujeme neviskózní kapalinu. Odtud vyplývá, že nevratný člen v tenzoru napětí $\Pi_{ij} = 0$, a tudíž síla působící na těleso, bude pouze tlaková. V dalším kroku již nelze zanedbat nelineární člen $\frac{\partial}{\partial x_i} (v_j v_j)$, jelikož na základě pohybující se kapaliny mohou vzniknout nezanedbatelné nestacionární rychlosti. Při splnění všech předpokladů, přepíšeme Navier-Stokesovu rovnici do tvaru:

$$\rho \frac{\partial v_i}{\partial t} + \frac{\rho}{2} \frac{\partial}{\partial x_i} (v_j v_j) + \frac{\partial p}{\partial x_i} = 0 \quad (40)$$

Dále si nadefinujeme veličinu Σ , kterou popíšeme pomocí jednotky tlaku:

$$\Sigma = p + \frac{\rho}{2} (v_j v_j) \quad (41)$$

Po dosazení do (40) a numerické úpravě získáme konečný tvar Navierovy-Stokesovy rovnice, se kterým budeme v této kapitole pracovat.

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \Sigma}{\partial x_i} \quad (42)$$

Pro další výpočty máme k dispozici ještě rovnici kontinuity pro nestlačitelnou kapalinu.

$$\frac{\partial v_i}{\partial x_i} = 0 \quad (43)$$

6.2.1 Počáteční a okrajové podmínky

K dalšímu postupu řešení je nutné stanovit počáteční a okrajové podmínky. Prvně určujeme počáteční podmínky pro zvolený čas $t = 0$:

Kapalina:

$$v_i = v_{0i} \quad (44)$$

$$p = p_0 \quad (45)$$

Těleso:

$$u_j = 0 \quad (46)$$

$$\dot{u}_j = 0 \quad (47)$$

Definice okrajových podmínek musí být provedena na každé stěně, se kterou v doméně pracujeme.

- Stěna obtékaného tělesa ... S
- Hranice ohraničující protékající kapalinu ... Γ
- Vstup a výstup domény ... Γ_1, Γ_2

Již z předcházející kapitoly uvažujeme hranici ohraničující kapalinu Γ za nehyblivou. Odtud tedy vyplývá, že jsou na sebe vektory rychlosti s vektory normály kolmé a jejich skalární součin je roven nule.

$$v_i n_i = 0 \quad (48)$$

U vstupní Γ_1 a výstupní Γ_2 hranice jsou definovány počáteční podmínky v_{0i} na základě rychlostí (vstupní a výstupní):

$$v_i n_i = v_{0i} n_i \quad (49)$$

Pro stěnu S náležící obtékanému tělesu platí:

$$v_i n_i = \dot{u}_i n_i \quad (50)$$

člen \dot{u}_i zde představuje polohu tělesa derivovanou podle času, tudíž se jedná o jeho rychlost. Z této podmínky plyne rovnost normálové rychlosti kapaliny na povrchu tělesa s normálovou rychlostí pohybu tělesa samotného.

Jako další krok je nutná derivace rovnice kontinuity a okrajových podmínek podle času. Rovnice kontinuity:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_i} \right) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\partial v_i}{\partial t} \right) = 0 \quad (51)$$

Okrajová podmínka pro Γ :

$$\frac{\partial(v_i n_i)}{\partial t} = \frac{\partial v_i}{\partial t} n_i + v_i \frac{\partial n_i}{\partial t} = 0 \quad (52)$$

Na základě translačního pohybu můžeme říci, že se normálový vektor n_i nemění v čase, proto platí $v_i \frac{\partial n_i}{\partial t} = 0 \rightarrow$ dojde k zjednodušení okrajové podmínky:

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} n_i = 0 \quad (53)$$

Stejně postupujeme i u předpisu okrajových podmínek Γ_1 a Γ_2 . Jelikož při stacionárním proudění není rychlost v_{0i} závislá na čase, bude pravá strana rovnice nulová.

Okrajová podmínka pro Γ_1 a Γ_2 :

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} n_i = 0 \quad (54)$$

Okrajová podmínka pro S :

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} n_i = \ddot{u}_i n_i \quad (55)$$

V tuto chvíli se v každé rovnici výše objevuje člen $\frac{\partial v_i}{\partial t}$, který je vyjádřen z Navierovy-Stokesovy rovnice (42). Pokud tento výraz dosadíme do definovaných okrajových podmínek a vztahu pro rovnici kontinuity, dostaneme nové okrajové podmínky.

Rovnice kontinuity:

$$\frac{\partial^2 \Sigma}{\partial x_i \partial x_i} = 0 \quad (56)$$

Hranice Γ , Γ_1 a Γ_2 :

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial x_i} n_i = 0 \quad (57)$$

Hranice S :

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial x_i} n_i = -\rho \ddot{u}_i n_i \quad (58)$$

Po dosazení do uvedených rovnic vznikla rovnice (56), která se nazývá Laplaceova. Na základě provedených úprav se zredukoval počet neznámých a pro řešení úlohy je nutné znát jenom rozložení tlaků nadefinované funkce Σ . Zde však nastává problém. Daná funkce je závislá jak na čase, tak i na poloze. Z toho důvodu je nutné provést substituci, díky které eliminujeme časovou závislost.

$$\Sigma = -\rho H_j \ddot{u}_j \quad (59)$$

Zavedená substituce je složena ze součinu dvou funkcí H_j – závislá pouze na poloze a zrychlení \ddot{u}_j , které je závislé jen na čase. Takto vzniklý výraz se dosadí do Laplaceovy rovnice (56) a dále do okrajových podmínek (57) a (58). Po dosazení vzniknou nové rovnice:

Laplaceova rovnice:

$$-\rho \frac{\partial^2 H_j}{\partial x_i \partial x_i} \ddot{u}_j = 0 \quad (60)$$

Jelikož uvažujeme nenulové zrychlení, platí:

$$\frac{\partial^2 H_j}{\partial x_i \partial x_i} = 0 \quad (61)$$

Rovnice nových okrajových podmínek pro Γ , Γ_1 , Γ_2 :

$$\frac{\partial H_j}{\partial x_i} n_i = 0 \quad (62)$$

A pro hranici tělesa S :

$$-\rho \frac{\partial H_j}{\partial x_i} n_i \ddot{u}_j = -\rho \ddot{u}_i n_i = -\rho \ddot{u}_j n_j \quad (63)$$

Jak bylo řečeno v předcházející kapitole, na základě Einsteinovy sumační symboliky můžeme indexy „ i “ zaměnit za indexy „ j “ jelikož jsou sčítací. Po dalších úpravách získáme vztah:

$$\left(\frac{\partial H_j}{\partial x_i} n_i - n_j \right) \ddot{u}_j = 0 \quad (64)$$

Protože je zrychlení \ddot{u}_j pořád nenulové, dojdeme ke tvaru:

$$\frac{\partial H_j}{\partial x_i} n_i = n_j \quad (65)$$

V tuto chvíli byly odvozeny všechny konečné vztahy rovnice kontinuity a okrajových podmínek, ve kterých se vyskytuje člen H_j , který je závislý na poloze. Můžeme tedy říci, že jsou všechny vzniklé rovnice závislé na poloze a zároveň na jednotkovém normálovém vektoru n_i, n_j . Odtud vyplývá, že je nutno znát tvary jednotlivých oblastí, aby bylo možno úlohu vyřešit.

6.2.2 Pohybová rovnice

V této kapitole se vychází z pohybové rovnice ve tvaru:

$$-(M_{ij} \ddot{u}_j + B_{ij} \dot{u}_j + K_{ij} u_j) = f_i + F_i \quad (66)$$

U síly působící na těleso od kapaliny uvažujeme pouze tlakovou složku na základě předpokladu, že se jedná o neviskózní kapalinu. Platí tedy:

$$F_i = \int_S p n_i dS \quad (67)$$

Pro výpočet statického tlaku je nutné vyřešit Navierovu-Stokesovu rovnici (42), do které se dosadí substituovaný výraz (59) a odtud tedy:

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} = \frac{\partial H_j}{\partial x_i} \ddot{u}_j \quad (68)$$

K řešení vzniklého tvaru Navierovy-Stokesovy rovnice využijeme integraci, jejíž výsledek je ve tvaru:

$$v_i = \frac{\partial H_j}{\partial x_i} \dot{u}_j + A_i \quad (69)$$

Nový člen, který vznikl po integraci, představuje integrační konstantu, která se určí z počátečních podmínek (44) až (47). Po dosazení je integrační konstanty ve tvaru $A_i = v_{0i}$ a řešení rovnice (68) má tvar:

$$v_i = \frac{\partial H_j}{\partial x_i} \dot{u}_j + v_{0i} \quad (70)$$

Následně je možné vyjádřit statický tlak z rovnice (40) a (58):

$$p = -\rho H_j \ddot{u}_j - \frac{\rho}{2} (v_i v_i) \quad (71)$$

Nyní je možno přistoupit k vyjádření vztahu pro samotnou sílu. Po dosazení dílčích vztahů (70) a (71) do (67), získáme tvar rovnice vyjadřující sílu na těleso od kapaliny.

$$F_i = \int_S \left(-\rho H_j \ddot{u}_j - \rho v_{0i} \frac{\partial H_j}{\partial x_i} \dot{u}_j - \frac{\rho}{2} \frac{\partial H_j}{\partial x_i} \frac{\partial H_k}{\partial x_i} \dot{u}_j \dot{u}_k - \frac{\rho}{2} (v_{0i} v_{0i}) \right) n_i dS \quad (72)$$

Následně je síla dosazena do pohybové rovnice a rozdělena na dílčí integrály:

$$\begin{aligned} & \left(\int_S \rho H_j n_i dS \right) \ddot{u}_j + \left(\int_S \rho v_{0i} \frac{\partial H_j}{\partial x_i} n_i dS \right) \dot{u}_j + \left(\int_S \frac{\rho}{2} \frac{\partial H_j}{\partial x_i} \frac{\partial H_k}{\partial x_i} n_i dS \right) \dot{u}_j \dot{u}_k \\ & = f_i - \int_S \frac{\rho}{2} v_{0j} v_{0j} n_i dS \end{aligned} \quad (73)$$

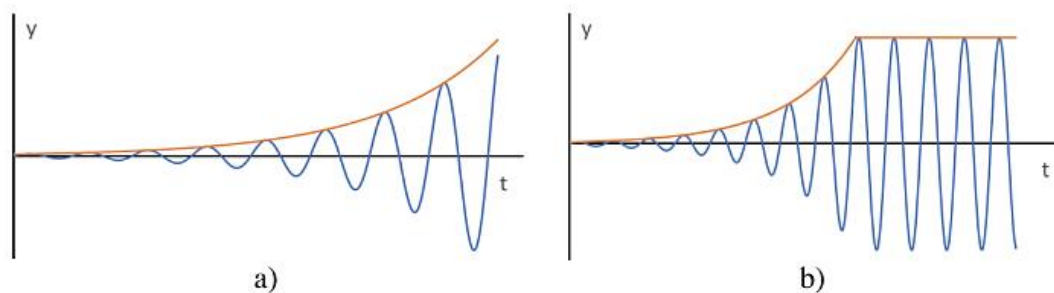
Z jednotlivých členů lze určit dílčí přídavné účinky. První člen vyjadřuje přídavnou hmotnost a je závislý pouze na tvaru tělesa:

$$M_{ij} = \int_S \rho H_j n_i dS \quad (74)$$

Druhý člen představuje přídavné tlumení a ovlivňuje tak kmitání tělesa v kapalině. Jestliže je člen $B_{ij} > 0$, dochází k tlumení. Pokud však $B_{ij} < 0$, dojde k samobuzenému kmitání (když není uvažováno materiálové tlumení), což je nechtěný jev. Daný člen je závislý jak na tvaru tělesa, tak i na stacionární rychlosti v_{0i} .

$$B_{ij} = \int_S \rho v_{0i} \frac{\partial H_j}{\partial x_i} n_i dS \quad (75)$$

Poslední člen je nejvýznamnější, jelikož se jedná o člen nelineární. Jeho funkce spočívá v korekci amplitudy samobuzených kmitů, kterou stabilizuje a zároveň omezuje. Na základě této korekce nedojde k nekonečnému kmitání, ale ustálení na určité hodnotě, která se dále nenavýšuje.



Obr. 14 Funkce nelineárního členu a) bez členu, b) se členem [20]

7. Zadání pro výpočet

Hlavním cílem diplomové práce je simulace pohybu kuželky prostřednictvím CFD softwaru. Následně ze získaných dat bude popsán pohyb kuželky v kapalině pro zvolený zpětný ventil a vytvořen jednorovnicový matematicko-fyzikálního model, který bude tento ventil charakterizovat.

Na základě těchto kritérií byly vytvořeny 2D geometrie podle skutečného 3D modelu zpětného ventilu s menšími úpravami. Poté se přešlo k simulaci. K provedení simulace v CFD softwaru byl zvolen program ANSYS Fluent.

První skupina simulací proběhla za podmínky konstantního průtoku. Pro tuto simulaci bylo vytvořeno 9 geometrií. První 4 geometrie mají proměnlivý zdvih $z=1,2,4,6 \text{ mm}$. U dalších 4 geometrií byl přidán kanálek se zavrtáním situovaným v náboji. Zmíněné zavrtání má proměnlivý poloměr $r=1,2,3,7 \text{ mm}$. Pro tyto geometrie je neměnný zdvih $z=19 \text{ mm}$, což bereme jako maximální otevření ventilu. Poslední geometrie má zdvih $z=6 \text{ mm}$ a poloměr zavrtání $r=7 \text{ mm}$. U všech zmíněných geometrií proběhla simulace pro 4 hodnoty rychlosti $v=1,2,4,6 \text{ m/s}$.

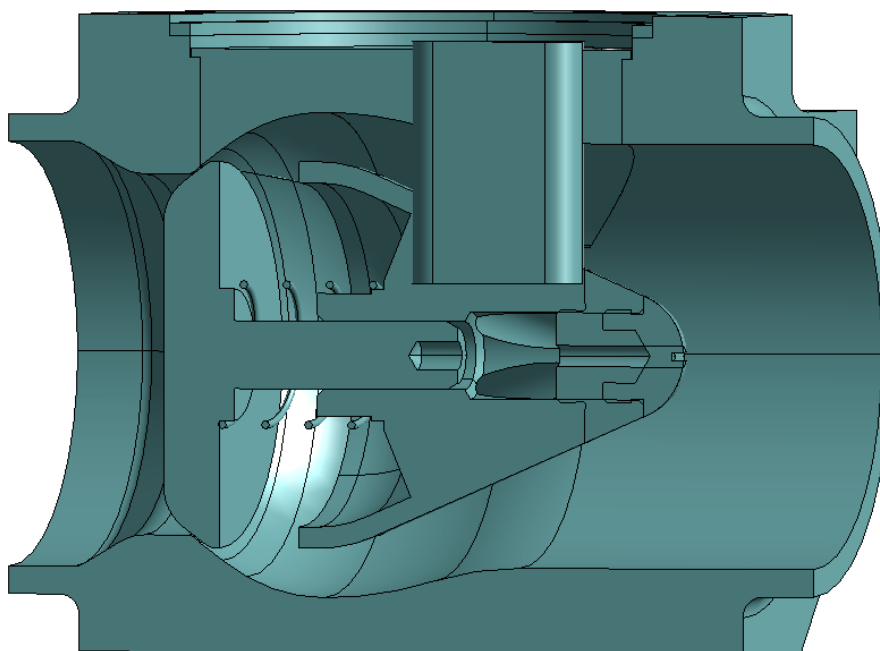
Druhá skupina simulací byla provedena při podmínce transientního průtoku (proměnlivost průtoku v závislosti na čase) a s podmínkou dynamické sítě. Zde byly využity 3 geometrie. Dvě s kanálkem a zavrtáním v náboji o velikost $r=2,6 \text{ mm}$, 5 mm a jedna geometrie pouze s kanálkem bez zavrtání. Počáteční podmínky byly nastaveny na základě experimentu.

8. Zpracování simulace

V následující kapitole bude popsána práce s modelem, postup výpočtu ztrátového součinitele a tvorba matematicko-fyzikálního modelu.

8.1 Model

Vycházelo se z reálného zpětného kuželového ventilu. Pro zpracování domény ve 2D byl využit 3D model zpětného ventilu, který lze vidět na obrázku.

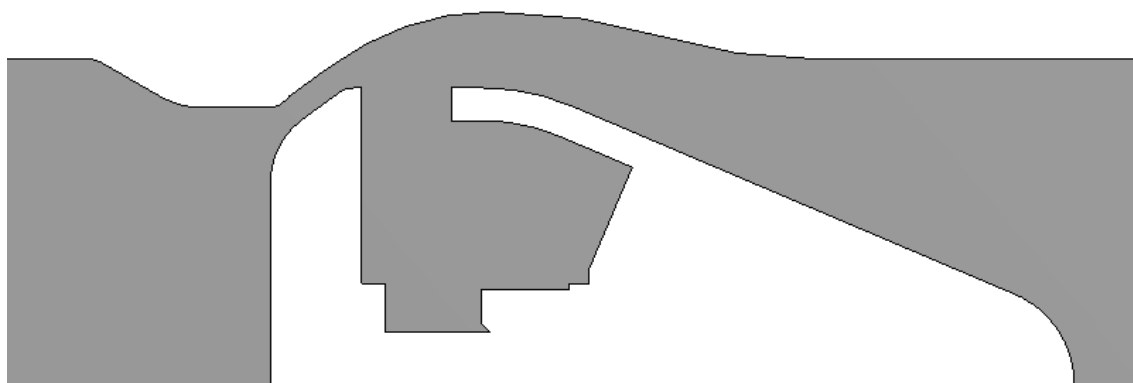


Obr. 15 Model v řezu [23]

Použitý model je přírubový. Takový ventil se vkládá do potrubí, kde jsou oba konce opatřeny přírubou. Pevné spojení je zajištěno šrouby, které jsou umístěny po obvodu příruby. Hlavní uzavírací prvek je kuželka, která je opatřena zkrutnou pružinou a během maximálního otevření je z části zasunuta v náboji. Tento celek je v těle ventilu upevněn pomocí žebra.

8.1.1 Geometrie

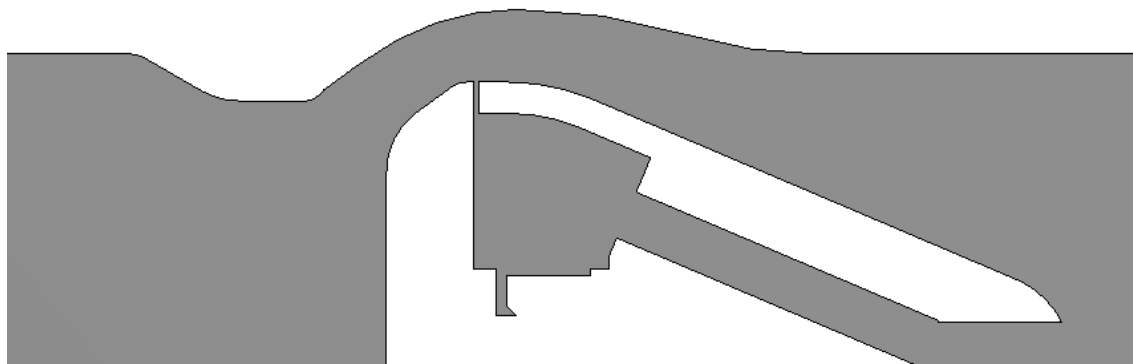
Aby bylo možné provést simulaci v programu *Ansys Fluent* je třeba z 3D modelu vytvořit 2D geometrii, která představuje doménu pro proudící kapalinu. Tento průtočný kanál je oblast plně vyplněná kapalinou nacházející se uvnitř ventilu. Při tvorbě domény bylo vycházeno z 3D na Obr. 15, který sloužil jako předloha. Na doméně, která vznikla pro výpočet, byla udělána rozměrová zjednodušení a také bylo odstraněno nosné žebro. Po jeho odstranění můžeme říci, že doména proudící kapaliny je rotačně symetrická. Odtud vyplývá další zjednodušení, kdy je možné úlohu řešit jako 2D. První typ takto zjednodušené geometrie je možné vidět na Obr. 16.



Obr. 16 2D Průtočný kanál ($z=6mm$)

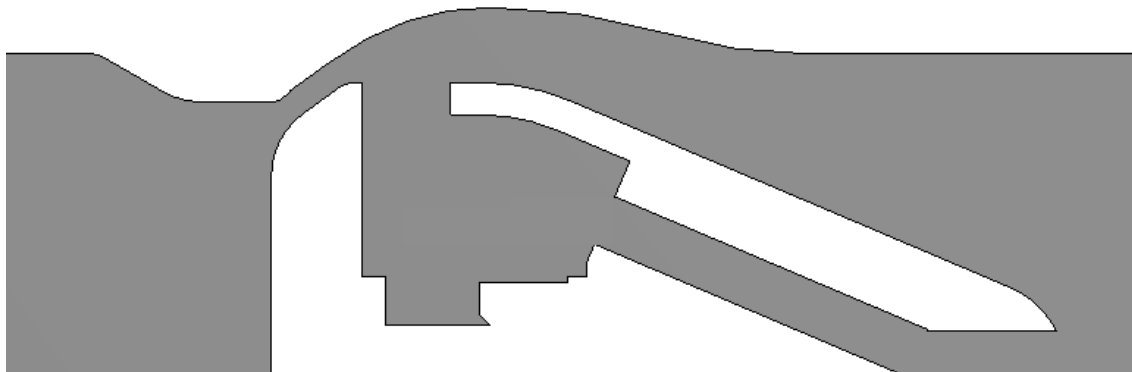
Tento typ geometrie byl vytvořen pro čtyři varianty, které se liší zdvihem (otevřením) $z = 1, 2, 4, 6 mm$. Zdvih je počítán ve vzdálenosti od sedla. Pro každou z těchto variant byla vytvořena výpočetní síť.

Další čtyři geometrie byly vytvořeny pro maximální otevření $z = 19 mm$ a byly opatřeny kanálkem a zavrtáním. (Kanálek v náboji slouží k vyrovnání tlaku v prostoru za kuželkou. Protože by během uzavírání mohl nastat podtlak a tím znemožnit uzavření kuželky.) U takto vzniklých geometrií je proměnlivou hodnotou poloměr dodaného zavrtání, který se mění následovně $r = 1, 2, 3, 7 mm$. Stejně jako u první skupiny, byla pro každou variantu vytvořena výpočetní síť.



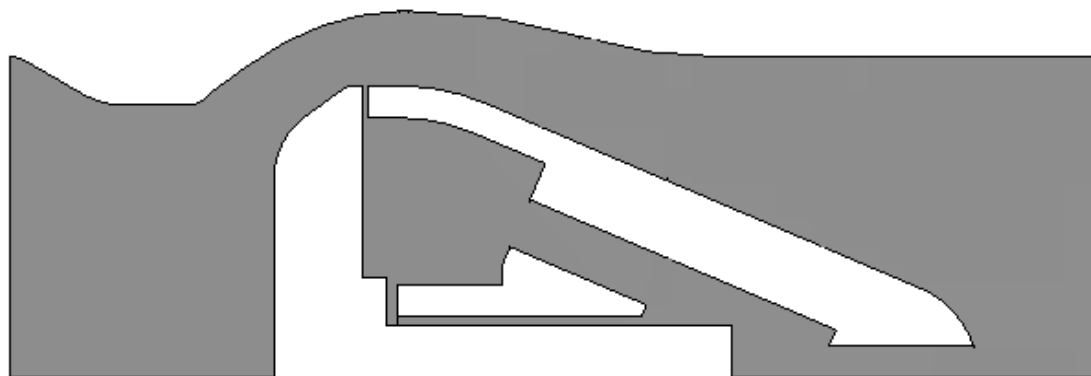
Obr. 17 Průtočný kanál s kanálkem a zavrtáním $r = 7 mm$

Proto, aby bylo možné porovnat výsledky těchto dvou skupin geometrií, byla vytvořena devátá geometrie. Ta koresponduje s poslední variantou první skupiny. Velikost otevření je rovna 6 mm.



Obr. 18 Průtočný kanál se zavrtáním $r = 7 \text{ mm}$ a zdvihem $z = 6 \text{ mm}$

Další tři typy geometrií byly vytvořeny pro výpočet s dynamickou sítí. Došlo k menším zjednodušením. Jedná se o odstranění úkosů a osazení. Celkový koncept vychází z předcházející skupiny. Tudíž se liší pouze velikostí zavrtání a v jednom případě bylo zavrtání úplně odstraněno.

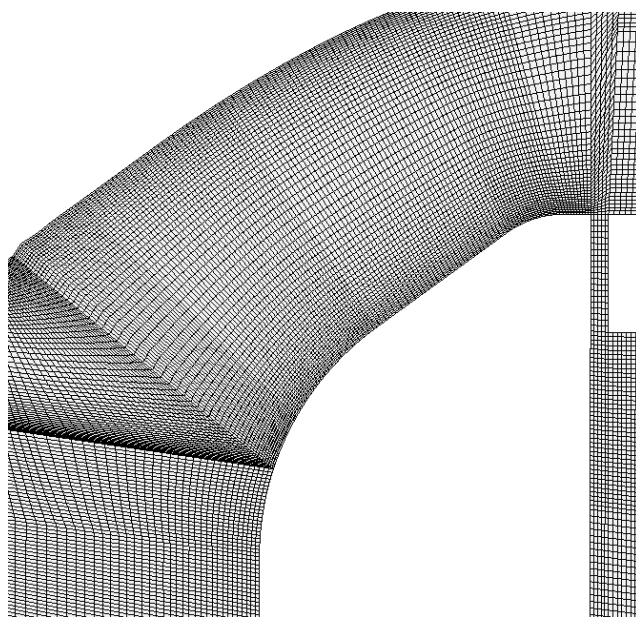


Obr. 19 Průtočný kanál pro dynamickou simulaci

K tomu, aby bylo možné sledovat plně vyvinuté proudění v oblasti ventilu, je nutné opatřit doménu dostatečně dlouhým nátokem. V tomto případě byl nátok zvolen v délce $l = 10 d$, kdy $d = 100 \text{ mm}$. Proto, aby nedocházelo k ovlivňování ventilu z úplavu byla zvolena délka odtoku $l = 7,5 d$.

8.1.2 Sít'

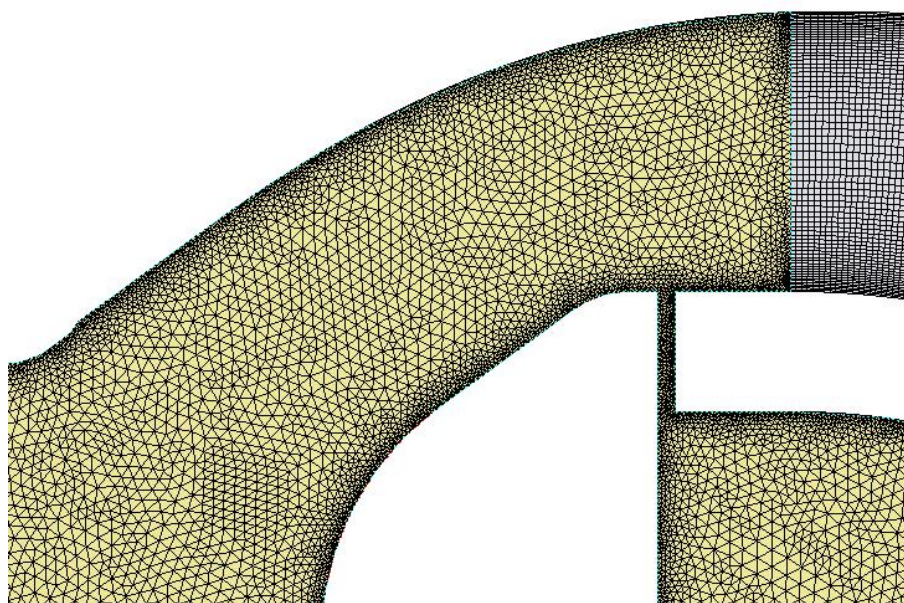
Pro výše zmíněné geometrie byla vytvořena výpočtová síť v programu *ANSYS Mesing*. Na vhodně vytvořené síti závisí celý výpočet a následně i výsledky celé simulace. Je tedy vhodné věnovat jí zvýšenou pozornost. Celková doména je složena z nátoky, oblasti kolem ventilu a odtoku. Ve všech těchto oblastech je nadefinována strukturovaná síť z čtyřúhelníkových prvků, které se jeví jako nejlepší co se týče konvergence výpočtu. Kvalita sítě je dána mnoha faktory. Jedním z nich jsou velikost, tvar a počet buněk. Čím více buněk tím přesnější a jemnější síť. Díky tomu vzrůstá přesnost výpočtu, ale zároveň se zvyšuje i jeho časová náročnost. Dalším parametrem je poměr stran vzniklých buněk. Většinou se jedná o obdélníkové buňky. Tento parametr je v *ANSYS Meshing* označován jako „*Aspect Ratio*“ a měl by dosahovat hodnoty 5. V tomto případě se pohybuje od 4,3 až do 5,6. Při tvorbě sítě je nutno dbát na to, aby byl konformní. Konformita sítě přispívá ke konvergenci výpočtu, jedná se o návaznost buněk. Na Obr. 20 je vidět část výpočetní sítě kolem kuželky ventilu pro statický výpočet.



Obr. 20 Výpočetní síť pro statický výpočet

Na druhém Obr. 21 je znázorněna síť, pro dynamický výpočet. V tomto případě se jedná o konformní síť složenou z triangl prvků a čtyřúhelníkových prvků. Triangl prvky jsou využiti v deformovatelné části sítě v okolí kuželky.

Není zde uvedena síť pro celou výpočetní doménu z důvodu grafického rozlišení.



Obr. 21 Výpočetní síť pro dynamický výpočet

Z obrázku je patrné, že se buňky v blízkosti stěn zmenšují, a naopak směrem do středu zvětšují, to platí pro celou výpočetní doménu. Takové uspořádání je z důvodu podchycení mezní vrstvy, která vzniká právě v blízkosti otékaných stěn. Jako kontrola slouží parametr „wall y^+ “, který je závislý na viskozitě zvoleného, proudícího média, třecí rychlosti a vzdálenosti od stěny. Jeho hodnota je závislá na zvoleném výpočtovém modelu.

8.2 Natavení řešiče

V kapitole 8.2 bylo čerpáno z přednášek od pana doc. Ing. Pavla Rudolfa Ph.D. a návodu pro *Ansys Fluent 19.1*.

Pro výpočet dané úlohy byl využit program *Ansys Fluent* verze 19.1. Zde je nutné nadefinovat vstupní podmínky. Daná úloha je rozdělena na dvě části. První část je řešena za podmínky stacionárního proudění („*Steady*“) a druhá část je již řešena za podmínky nestacionárního proudění („*Transient*“) s použitím dynamické sítě. Jak již bylo uvedeno, jedná se o 2D rotačně symetrickou úlohu. Proto se v programu *Fluent* zvolí možnost „*Axisymmetric*“. Jelikož vycházíme z předpokladu nestlačitelné kapaliny, tudíž je hustota během výpočtu neměnná volíme možnosti nastavení jako „*Pressure-Based*“.

Solver

Type

- ☒ Pressure-Based
- ☐ Density-Based

Velocity Formulation

- ☒ Absolute
- ☐ Relative

Time

- ☐ Steady
- ☒ Transient

2D Space

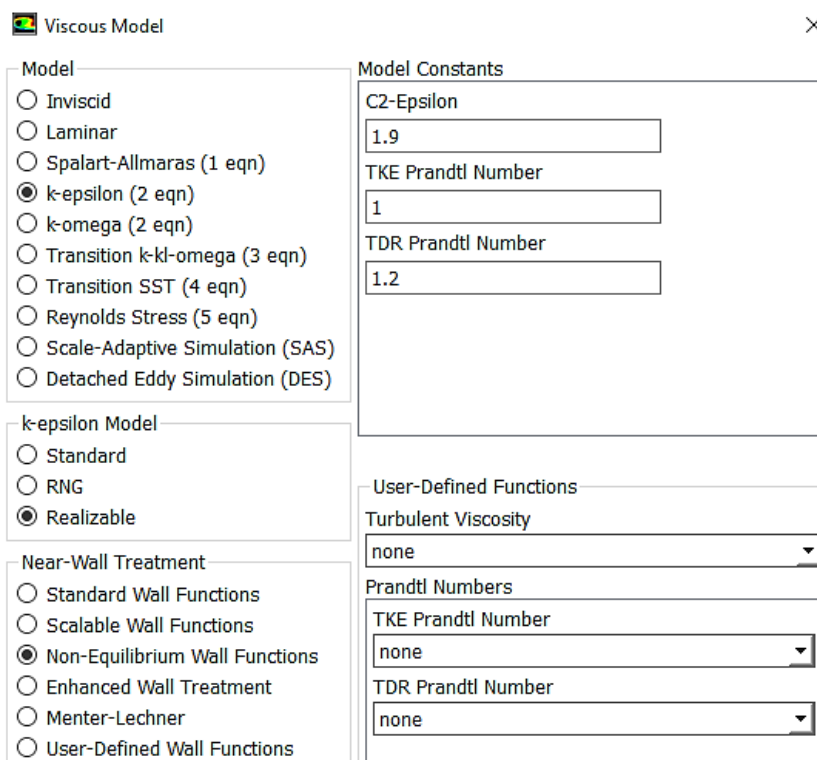
- ☐ Planar
- ☒ Axisymmetric
- ☐ Axisymmetric Swirl

Obr. 22 Nastavení řešiče

Dalším vstupním kritériem je stanovit typ proudění a následně vhodně zvolit model. Typ proudění se vyjádří na základě výpočtu Reynoldsova čísla.

$$Re = \frac{vd}{\nu} \quad (76)$$

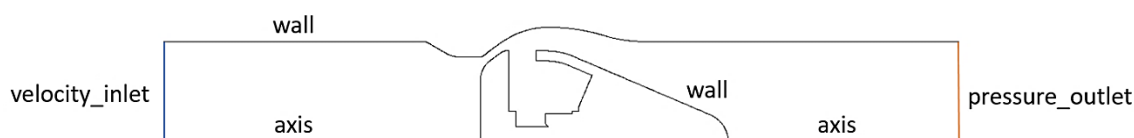
Hodnota Reynoldsova čísla je $Re = 10^6$ odtud tedy plyne, že se jedná o turbulentní proudění. Pro tento typ proudění byl zvolen model „*k-epsilon*“ s podrobnějším nastavením „*Realizable*“ a „*Non-Equilibrium Wall-function*“. Model „*k-epsilon*“ je dvourovnícový model, využívající se pro vysoká Reynoldsova čísla. Pomocí dvou parciálních rovnic se zde řeší kinetická turbulentní energie k a rychlost disipace měrné kinetické energie ε . Upřesňující nastavení bylo zvoleno ze tří možností *Standard*, *Realizable* a *RNG*. Podmínka „*Standard*“ se již moc nevyužívá, protože počítá vyšší ztráty. U podmínky „*RNG*“ jsou problémy s konvergencí, proto byla vybrána podmínka „*Realizable*“, která se vykazuje dobré konvergenční vlastnosti a zahrnuje nižší ztráty. Podmínka „*Non-equilibrium Wall-function*“ se využívá v případě nenulového gradientu, což se předpokládá ve většině případů a plní i pro danou úlohu.



Obr. 23 Nastavení modelu turbulence

V dalším kroku je potřeba nadefinovat proudící látku. Pro daný úkol se jedná o vodu, kterou máme k dispozici v databázi *Fluent*. Jsou zde nadefinovány základní parametry hustota ρ a dynamická viskozita η .

Důležitou částí nastavení jsou okrajové podmínky. Ty se musí nadefinovat pro každou křivku, která je obtékána kapalinou. První skupina geometrií, při stacionárním proudění má okrajové podmínky.



Obr. 24 Předepsané okrajové podmínky

Vysvětlení jednotlivých okrajových podmínek:

Wall – jedná se o podmínku, která předepisuje nepohyblivou stěnu a uvažuje ulpívání kapaliny na stěnách. Tato podmínka je předepsána pro stěny těla ventilu a stěny domény.

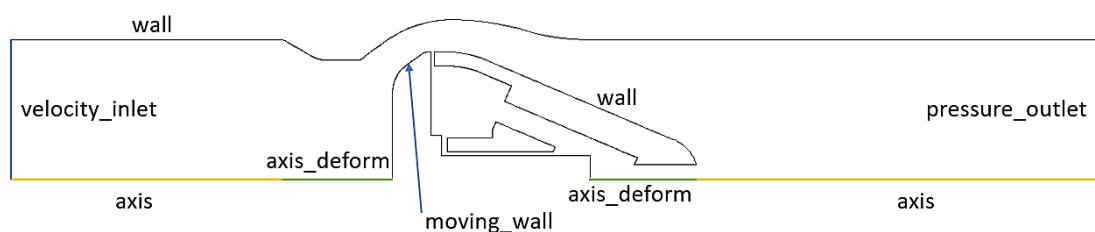
Axis – podmínka označující osu symetrie

Velocity inlet – je vstupní okrajová podmínka, která definuje proudění látky na vstupu do domény. K tomu aby bylo dosaženo správných výsledků, je nutné za-

jistit plně vyvinuté proudění. To je v daném úkolu zajištěno díky dostatečně dlouhému potrubí, před vstupem.

Pressure outlet – tato podmínka je umístěna na konec domény a představuje tlakový výstup z domény. Pro statický výpočet je uvažován výstup do atmosféry. To se v programu Fluent nastaví jako 0 Pa, jelikož program uvažuje relativní tlak vůči tlaku atmosférickému. U výpočtu dynamického se uvažuje výstupní tlak na základě experimentu.

Pro druhou skupinu geometrií, kde je uvažováno proudění nestacionární a počítáno s dynamickou sítí, nastane menší změna. Osa symetrie je rozdělena na deformující se část a pevnou část.

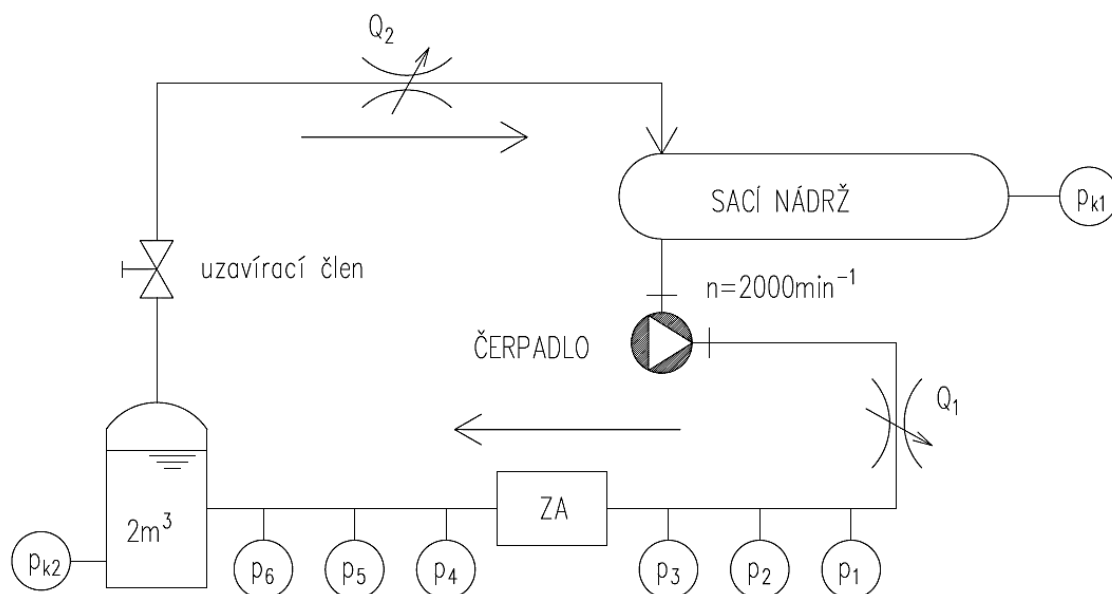


Obr. 25 Okrajové podmínky pro dynamickou síť

Moving wall – představuje podmínku pohyblivé plochy, která byla předepsána pro kuželku.

Tento pohyb je závislý na síle vyvolané proudícím médiem a zároveň na předpětí přídavné zkrutné pružiny. Pokud klesá průtok proudícího média, klesá i síla vyvolaná kapalinou na kuželku a tak dochází k uzavírání kuželky.

Jako další je nutné nadefinovat hodnoty okrajových podmínek pro daný výpočet. U první skupiny simulací byly nastaveny konstantní hodnoty pro rychlost v a tlak p . U druhé skupiny simulací byl použit předpřipravený profil průběhu rychlosti v a tlaku p . Tento profil byl vytvořen z dat získaných z experimentu, který byl v minulosti proveden na fakultě.



Obr. 26 Schéma měřicí trati

Po nastavení okrajových a počátečních podmínek je třeba nastavit řád přesnosti výpočtu. Zde platí, že čím vyšší řád přesnosti tím klesá stabilita řešení a může dojít k divergenci. Proto byl výpočet spuštěn nejprve s prvními řády přesnosti, aby byla zajištěna lepší konvergence řešení. Následovně byla úloha přepnuta na druhé řády.

Solution Methods

Pressure-Velocity Coupling

Scheme
SIMPLE

Spatial Discretization

Gradient
Least Squares Cell Based

Pressure
Second Order

Momentum
Second Order Upwind

Turbulent Kinetic Energy
Second Order Upwind

Turbulent Dissipation Rate
Second Order Upwind

Transient Formulation
Second Order Implicit

Obr. 27 Nastavení druhých řádů přesnosti

Po nastavení výše zmíněných dat, je možné výpočet spustit. Pokud však chceme danou úlohu vyřešit, je nutné nastavit vstupní parametry potřebné k nadcházejícím výpočtům. Hlavní vstupní parametry pro nadcházející výpočty jsou tlaky, které se v doméně během proudění mění. Proto si zavedeme pomyslné roviny (v tomto případě křivky), kde bude sledován statický a totální tlak proměnný v čase. Bylo tak vytvořeno 6 monitorů. Umístění monitorů je vztaženo k počátku souřadného systému, který je umístěn ve středu ventilu: $m_1 = 0,6625\text{ m}$, $m_2 = 0,4625\text{ m}$, $m_3 = 0,1625\text{ m}$ před i za ventilem. Hodnoty získané z monitorů byly dále zpracovány v programu *Excel*.

Předposledním krokem, který je nutný provést před samotným spuštěním výpočtu je inicializaci výpočtu. Kdy dojde k automatickému vypočítání počátečních podmínek na základě hodnot, které byly zadány pro okrajové podmínky.

Solution Initialization

Initialization Methods

☐ Hybrid Initialization

☒ Standard Initialization

Compute from

velocity_inlet

Reference Frame

☒ Relative to Cell Zone

☐ Absolute

Initial Values

Gauge Pressure (pascal)

0

Axial Velocity (m/s)

6.89

Radial Velocity (m/s)

5.959017e-14

Turbulent Kinetic Energy (m2/s2)

0.1780204

Turbulent Dissipation Rate (m2/s3)

1.763147

Obr. 28 Inicializace

Posledním krok je nastavení časového kroku výpočtu. Ten byl volen pouze u úlohy s pohyblivou sítí, respektive pohybem kuželky. Časový krok byl na začátku výpočtu zvolen jako $t = 5 \cdot 10^{-5}$. Během výpočtu byl krok ještě změněn na $t = 1 \cdot 10^{-5}$, případně navýšen na $t = 7 \cdot 10^{-5}$. Z důvodu nestability výpočtu bylo krok nutné zjemnit a v případě potřeby opět navýšit.

9. Zpracování výsledků

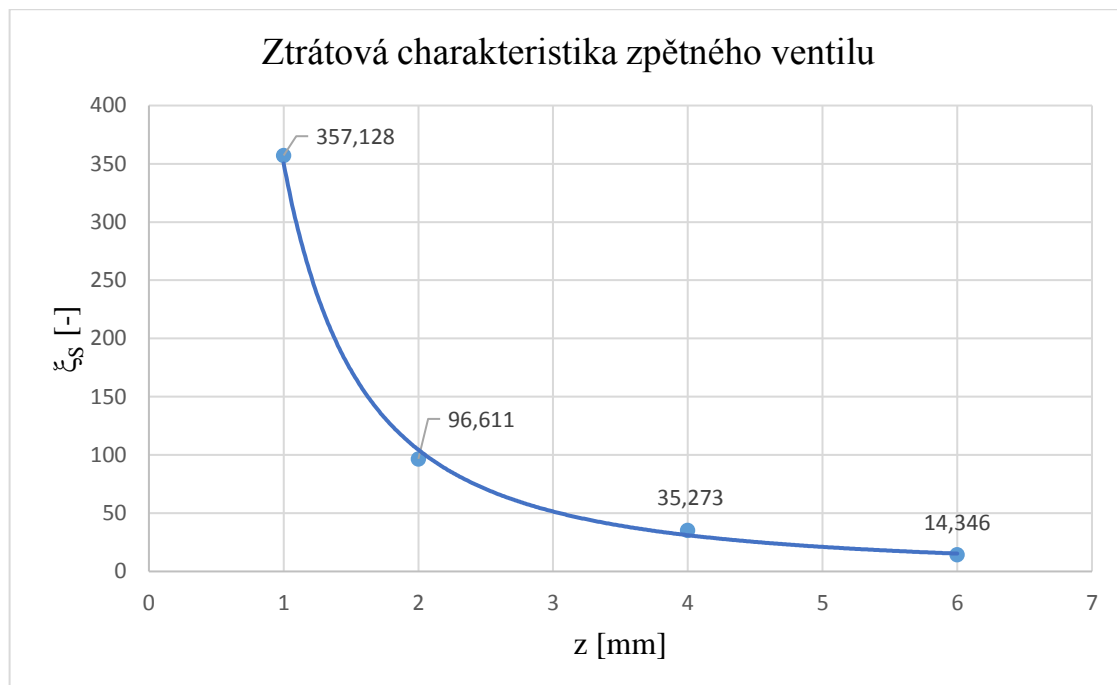
Výstupem z první simulace je ztrátová charakteristika zpětného ventilu, tato simulace byla provedena za podmínky stacionárního proudění. K tomu, aby bylo možné danou charakteristiku vykreslit, bylo nutné vypočítat ztrátový součinitel ξ_s . Součinitel byl vyjádřen z Bernoulliho rovnice.

$$\alpha_1 \frac{v_1^2}{2} + \frac{p_1}{\rho} + gH_1 = \int_1^2 \vec{a} d\vec{x} + \alpha_2 \frac{v_2^2}{2} + \frac{p_2}{\rho} + gH_2 + \lambda \frac{l}{d} \frac{v_2^2}{2} + \xi_s \frac{v_2^2}{2} \quad (77)$$

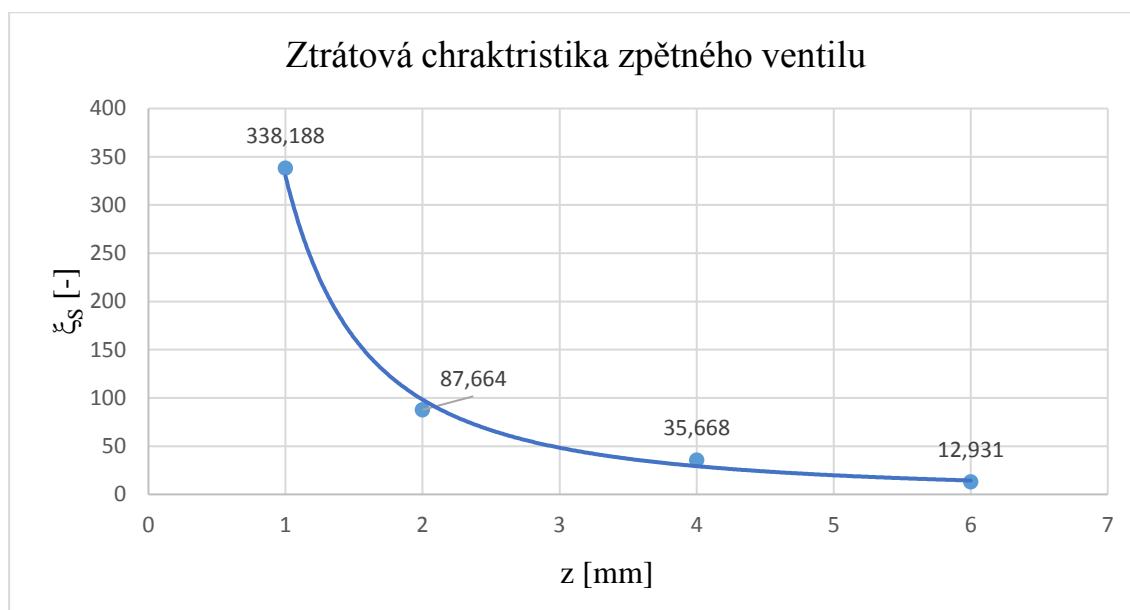
Simulace proběhla za předpokladu nepohyblivé kuželky a konstantní rychlosti na vstupu. Díky konstantní rychlosti bylo možné zanedbat člen konvektivního zrychlení: $\int_1^2 \vec{a} d\vec{x}$. Potom má tedy rovnice pro výpočet ztrátového součinitele ξ_s tvar:

$$\xi_s = \frac{\frac{2(p_1 - p_2)}{\rho} - \lambda \frac{l}{d} v_2^2}{v_2^2} \quad (78)$$

Veškeré výpočty proběhly v programu *Excel* a následně byly vytvořeny požadované charakteristiky.



Graf 1 Ztrátová charakteristika pro rychlost $v = 1 \text{ m/s}$



Graf 2 Ztrátová charakteristika pro rychlost $v = 6\text{ m/s}$

Uvedené grafy představují ztrátovou charakteristiku pro první skupinu geometrií bez kanálku a zavrtání. Průběh má předpokládaný spád. S rostoucím zdvihem klesá ztrátový součinitel ξ . Na následujících obrázcích Obr. 29 až Obr. 32 je znázorněno rozložení statického tlaku pro minimální a maximální zdvih zkoumané skupiny geometrií. Hodnoty jsou uvedeny v Pascalech a korespondují s výstupní podmínkou (*pressure outlet*) kde byl nastaven nulový tlak. Z toho důvodu jsou hodnoty nereálné ale průběh změny tlaku odpovídá skutečnosti.



Obr. 29 Rozložení statického tlaku $z = 1\text{ mm}$, $v = 1\text{ ms}^{-1}$



Obr. 30 Rozložení statického tlaku $z = 6 \text{ mm}$, $v = 1 \text{ ms}^{-1}$

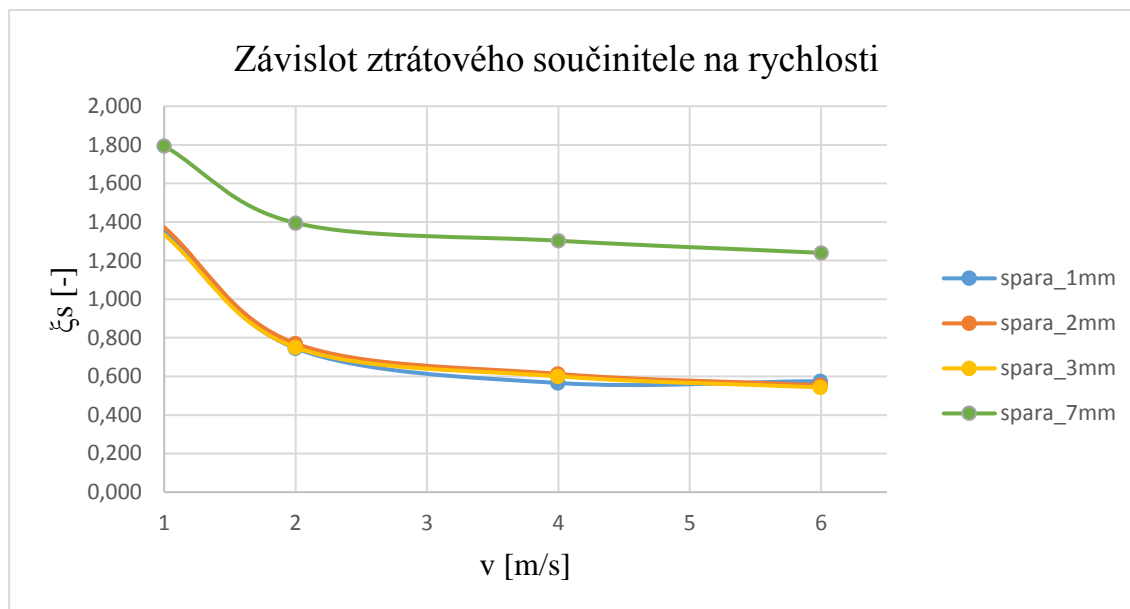


Obr. 31 Rozložení statického tlaku $z = 1 \text{ mm}$, $v = 6 \text{ ms}^{-1}$



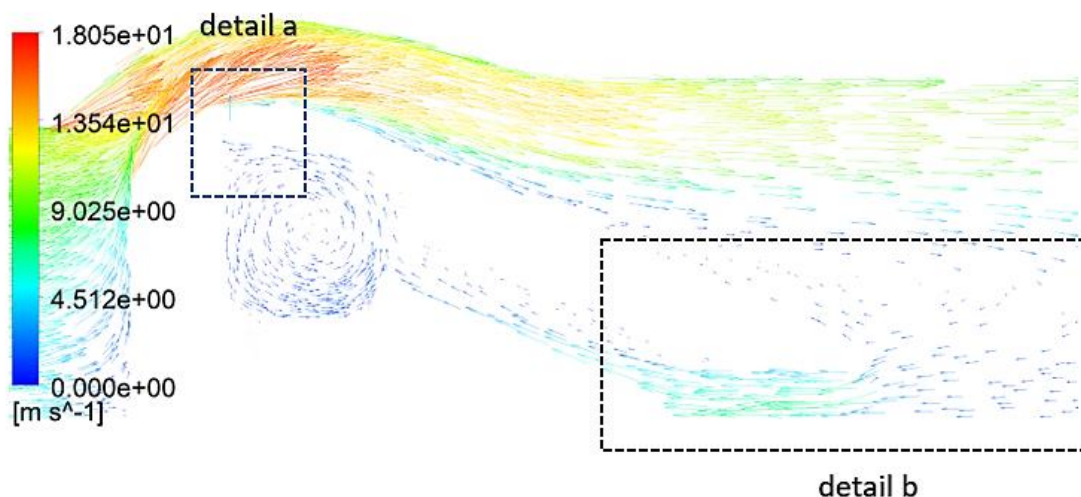
Obr. 32 Rozložení statického tlaku $z = 6 \text{ mm}$, $v = 6 \text{ ms}^{-1}$

Další vyhodnocení ztrátového součinitele bylo vyhodnoceno na skupině geometrií, které mají v náboji kanálek a zavrtání. V tomto případě se již nejedná o vyhodnocení ztrátové charakteristiky, která vyjadřuje základní popis ventilu, jelikož je vyhodnocení provedeno na jednotném zdvihu $z = 19\text{ mm}$. Z daných grafů lze posoudit vliv zavrtání v náboji.

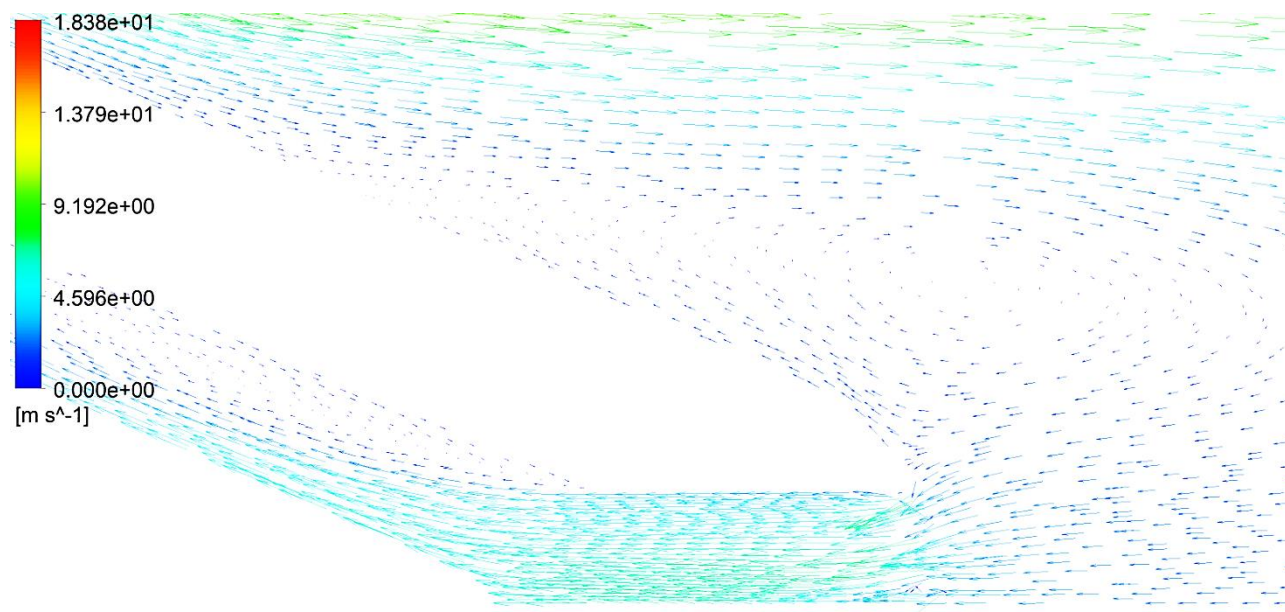


Graf 3 Ztrátový součinitel při stacionárním průtoku

Z grafu 3 pro velikost zavrtání $r = 1, 2, 3\text{ mm}$ je zřejmá minimální změna ztrátového součinitele. V případě zavrtání $r = 7\text{ mm}$ je patrné navýšení, které může být způsobeno zpětným prouděním skrze zavrtání.

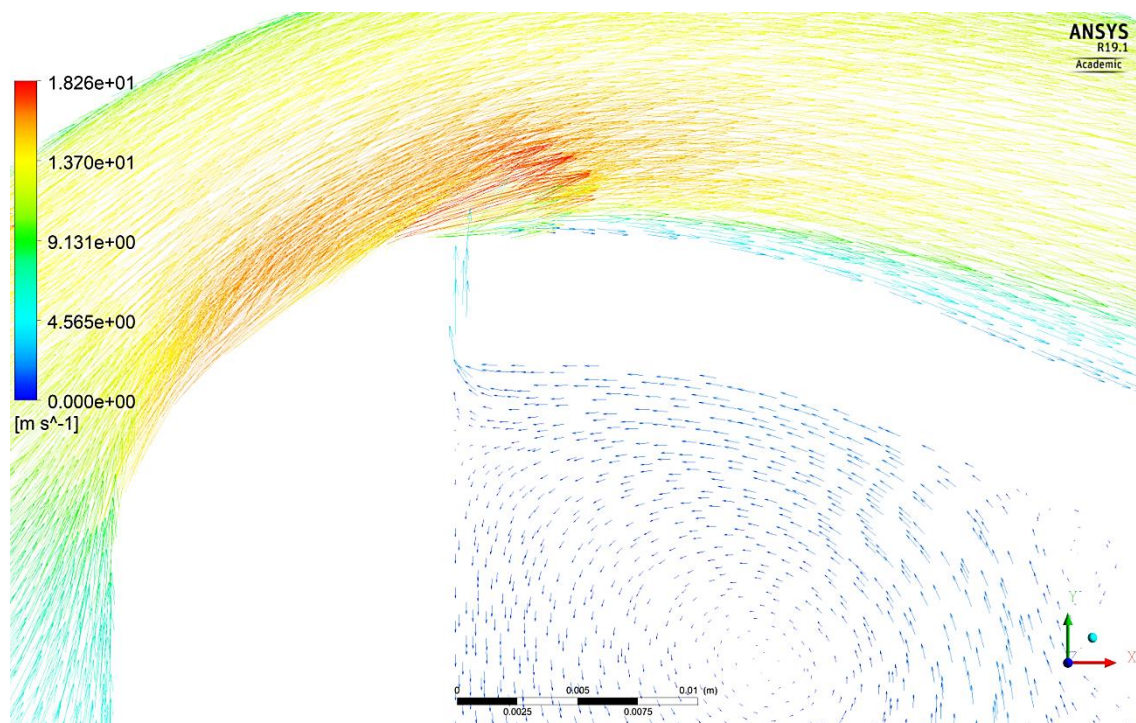


Obr. 33 Zpětné proudění skrze spáru a zavření v prostoru mezi kuželkou a nábojem



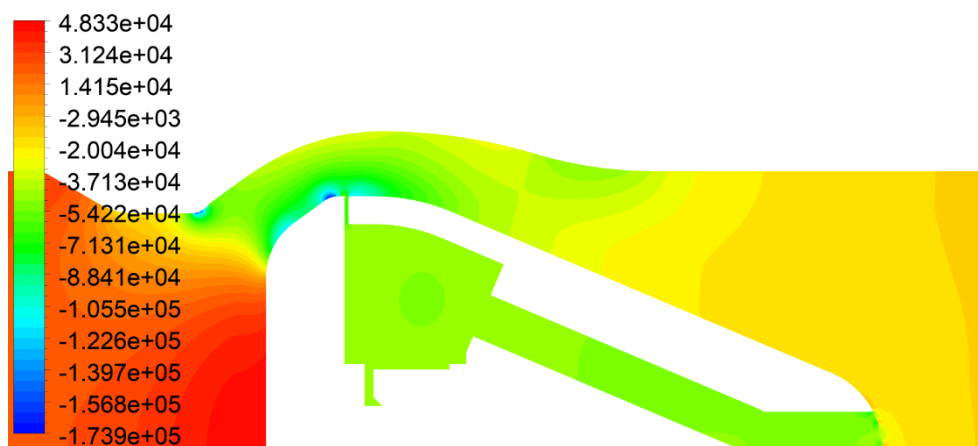
Obr. 34 Detail b, proudění v prostoru mezi kuželkou a nábojem

Během plného otevření dochází ke zpětnému proudění skrze zavrtání v náboji, jak je patrné na Obr. 34. Důsledkem toho je i zavírání v prostoru mezi kuželkou a nábojem. Odtud se kapalina dostává do proudu obtékajícího kuželku, jak je patrné na Obr. 35 což může mít za následek navýšení ztrát.



Obr. 35 Detail a, proudění v prostoru mezi kuželkou a nábojem

Na následujícím obrázku Obr. 36 je znázorněn průběh statického tlaku pro maximální hodnotu zavrtání $r = 7 \text{ mm}$, hodnoty na stupnici jsou vyjádřeny v Pascalech.



Obr. 36 Rozložení statického tlaku $r = 7 \text{ mm}$, $v = 6 \text{ ms}^{-1}$

K popisu regulačních armatur se obecně využívá jmenovitý průtokový součinitel K_v , který jednoznačně určuje průtokové vlastnosti armatury v daném stavu. Výpočet ztrátového součinitele se provádí při jmenovitém 100 % zdvihu. Čím větší je hodnota průtokového součinitele, tím větší množství regulační armaturou proteče. Výhodou daného parametru je snadná fyzikální interpretace.

$$K_v = Q \sqrt{\frac{\frac{\rho}{\rho_{H_2O}}}{\frac{\Delta p_Z}{\Delta p_{BAR}}}} \quad (79)$$

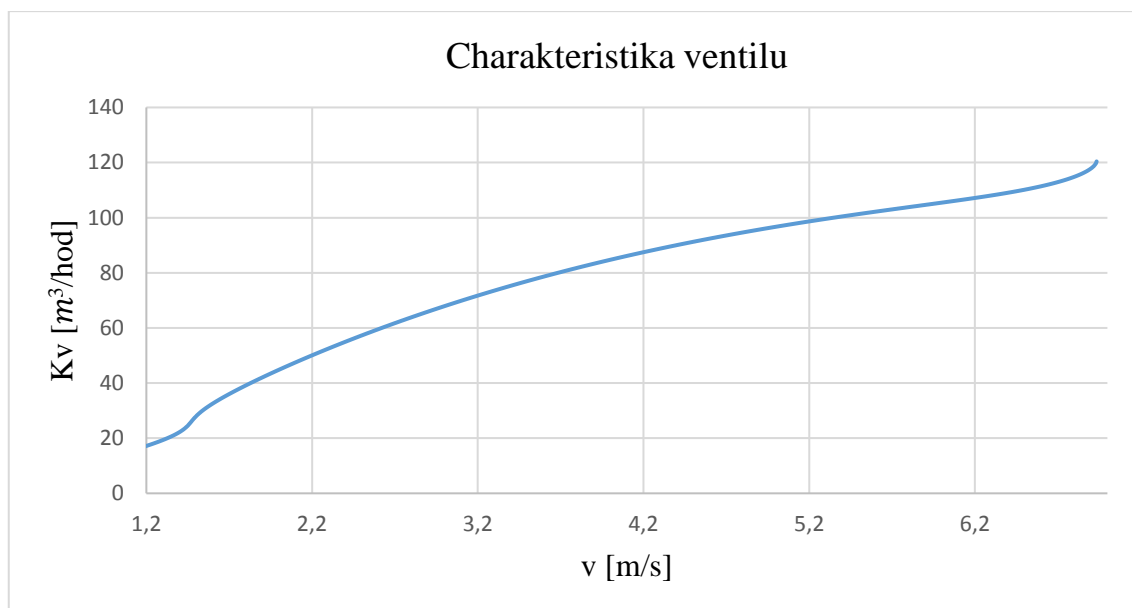
Jednotlivé členy v rovnici vyjadřují:

ρ_{H_2O} – měrná hustota vody ($\rho_{H_2O} = 1000 \text{ kg/m}^3$)

Δp_Z – tlaková ztráta (Pa), používá se statická hodnota tlaku.

Δp_{BAR} – atmosférický tlak ($\Delta p_{BAR} = 100000 \text{ bar}$)

Průběh jmenovitého průtokového součinitele má lineární charakter a má opačný trend než ztrátový součinitel ξ .

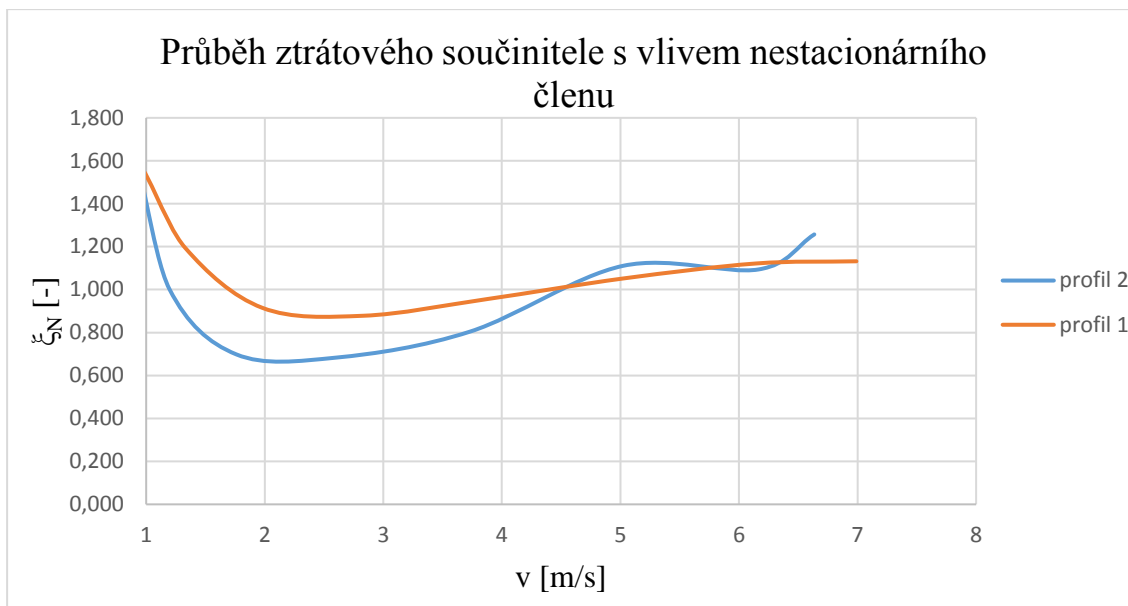


Graf 4 Charakteristika ventilu

Charakteristika ventilu v grafu 4 byla vytvořena na základě dat z dynamické simulace (uzavírání kuželky).

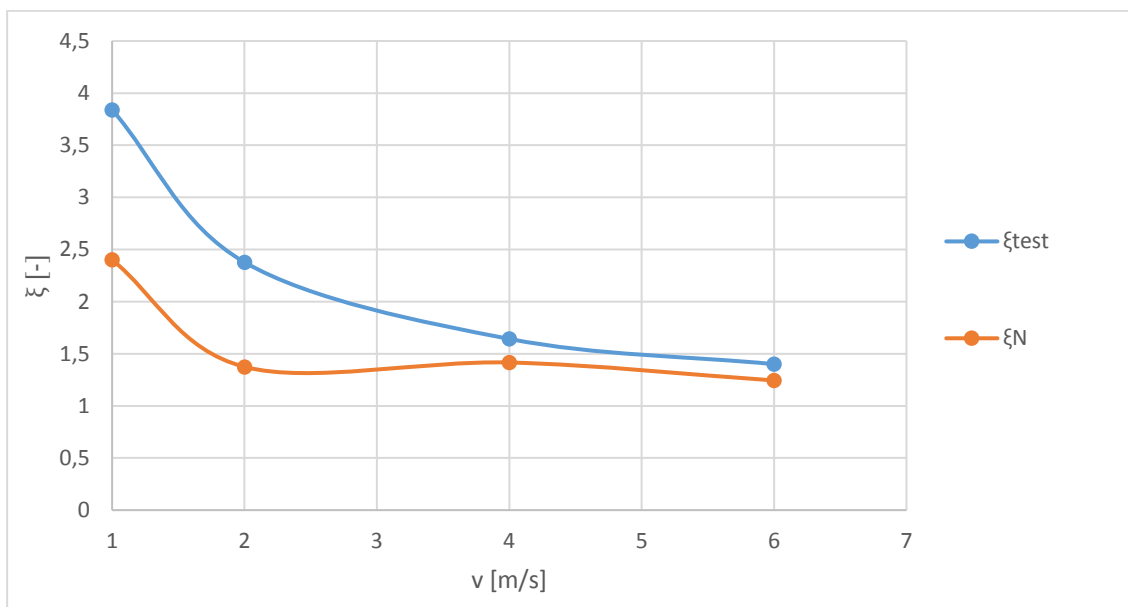
Jako další byla vytvořena simulace pro pevné postavení kuželky $z = 19 \text{ mm}$, kde byly na okrajové podmínce navolen profily proměnlivé rychlosti v čase. Vstupní profily pro proměnlivou rychlost byly zvoleny na základě experimentu. Dané profily simulují uzavírání ventilu, tudíž je trend rychlosti klesající. Profil 1 je se zavrtáním v náboji $d = 5,2 \text{ mm}$ a profil 2 pro zavrtání $d = 10 \text{ mm}$. Počáteční rychlost se pohybovala kolem 7 m/s a postupně klesala. Pro výpočet ztrátového součinitele není již možné vypustit člen lokálního zrychlení, jelikož zde dochází ke změně rychlosti v čase. Na základě toho byl ztrátový součinitel ξ vypočítán dle vztahu.

$$\xi_N = \frac{2(p_1 - p_2) - 2\rho l \frac{\partial v}{\partial t} - \lambda \rho \frac{l}{d} v^2}{v^2 \rho} \quad (80)$$

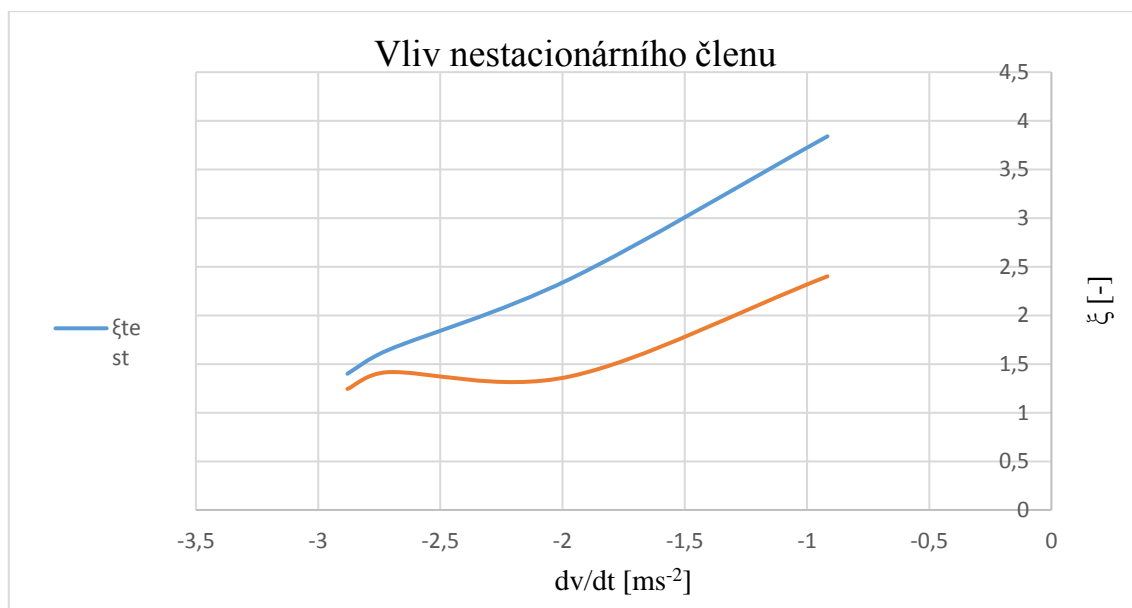


Graf 5 Závislost ztrátového součinitele na rychlosti, při nestacionárním průtoku

Graf 5 znázorňuje proměnlivost ztrátového součinitele při nestacionárním proudění. Pro hodnoty rychlosti pod $v = 1 \text{ m/s}$ docházelo k výrazným výkyvům simulovaných tlaků. Z toho důvodu dané hodnoty pro ztrátový součinitel ξ nejsou reálné a byly zanedbány. Rozdíly mezi jednotlivými naměřenými hodnotami ztrátového součinitele jsou nejspíše zapříčiněny rozdílným průběhem průtoku v čase, který byl naměřen během experimentu.



Graf 6 Porovnání stacionárního a nestacionárního proudění

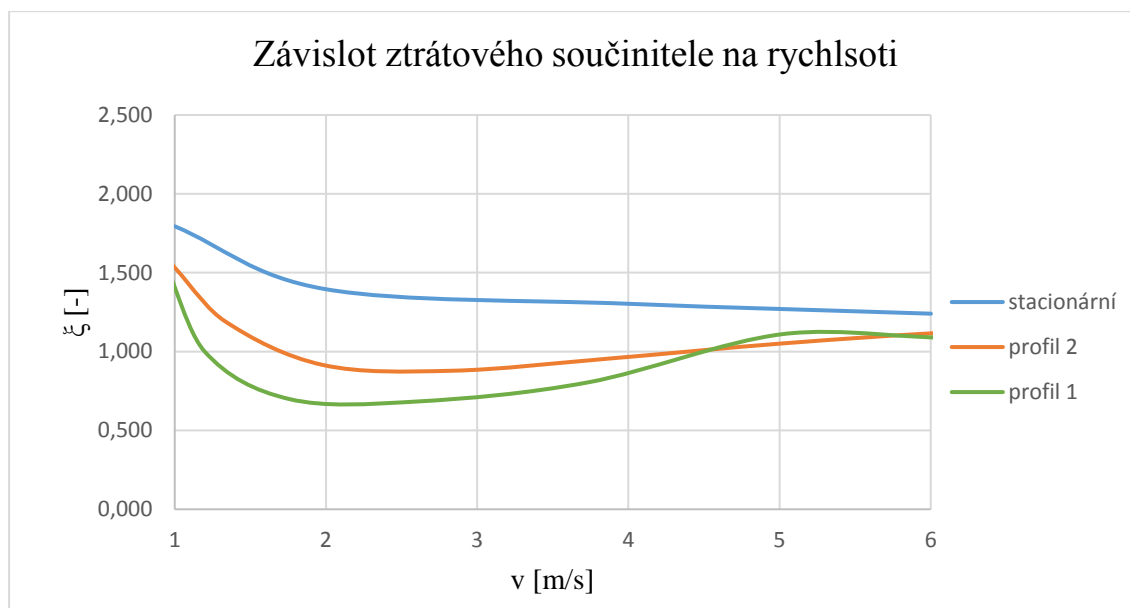


Graf 7 Závislost nestacionárního členu na ztrátovém součiniteli

Graf 6 vyjadřuje vliv nestacionárního členu na hodnotu ztrátového součinitele. Oranžová křivka představuje průběh ztrátového součinitele ξ_N při nestacionárním průtoku (s vlivem nestacionárního členu) pro profil 1. Modrá křivka vyjadřuje průběh testovacího ztrátového součinitele ξ_{TEST} .

$$\xi_{TEST} = \xi_S - \frac{\frac{\partial v}{\partial t} l}{\frac{v^2}{2}} \quad (81)$$

Hodnota ξ_{TEST} by v ideální případě měla být rovna ξ_N . Z grafu je patrné, že ξ_{TEST} má vyšší hodnotu především při nízkých rychlostech, která koresponduje s jeho vlastnostmi (klesá hyperbolicky s narůstající rychlostí). Z toho důvodu i malá změna může způsobit velké rozdíly.



Graf 8 Porovnání stacionárního a nestacionárního proudění

Patrná odchylka ztrátového součinitele mezi stacionárním a nestacionárním prouděním může být způsobena v konvergenci řešení. U stacionárního proudění se očekává, že obtékající proudové pole kolem kuželky je neměnné, tudíž dochází ke konstantním ztrátám. Avšak v případě nestacionárního proudění mohou vznikat nestability spojené se změnou mezní vrstvy např.: odtržení, změna gradientu rychlosti v mezní vrstvě, která je způsobena proměnlivou rychlostí.

10. Vytvoření matematicko-fyzikálního modelu a jeho kvantifikace

V kapitole 5.3 bylo popsáno odvození síly na kapalinu z Navierovy-Stokesovy rovnice za předpokladu nestlačitelné a neviskózní kapaliny. Vyjádřená síla byla dosazena do pohybové rovnice. Vzniklá pohybová vyjadřuje jednotlivé přídavné účinky, jako jsou přídavná hmotnost, přídavné tlumení a přídavná tuhost, která jsou kvantifikovány na základě substituované funkce H .

V kapitole 10.1 je uvažována nestlačitelná ale viskózní kapalina. Na základě toho byl zvolen odlišný přístup pro vyjádření síly na těleso. Konečný tvar pohybové rovnice je přizpůsoben ke kvantifikaci na základě naměřených hodnot z provedené simulace. A vyjadřuje komplexní přídavné účinky.

10.1 Odvození z Navierovy-Stokesovy rovnice

Matematicko-fyzikální model byl vytvořen na základě dvou rovnic. U první varianty byla zvolena Navierova-Stokesova rovnice, která vychází ze zákona zachování hybnosti, pro nestlačitelnou kapalinu se zahrnutím viskózního členu, který je reprezentován jako tenzor nevratných napětí.

$$\rho_F \left(\frac{\partial v_i}{\partial t} + \frac{\partial v_i}{\partial x_j} v_j \right) = \rho_F g_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \Pi_{ij}}{\partial x_j} \quad (82)$$

Člen nevratných lze vyjádřit jako $\Pi_{ij} = 2\eta v_{ij}$, kde $v_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right)$, po dosazení do (84) vznikne tvar Navierovy-Stokesovy rovnice, který je dále upravován.

$$\rho_F \left(\frac{\partial v_i}{\partial t} + \frac{\partial v_i}{\partial x_j} v_j \right) = \rho_F g_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \eta \frac{\partial^2 v_i}{\partial x_j^2} \quad (83)$$

Pro další úpravu je nutný předpoklad, že se jedná o nestlačitelnou kapalinu, který vychází z rovnice kontinuity.

$$\frac{\partial v_j}{\partial x_j} = 0 \quad (84)$$

Nyní si zavedeme plochy, přes které bude rovnice (85) integrována.

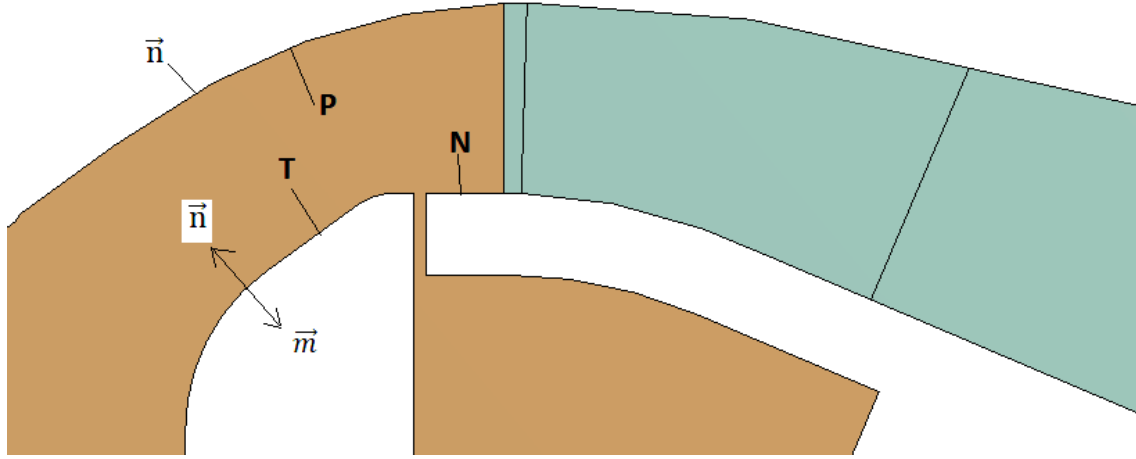
P – povrch vnitřního pláště ventilu

Sa – vstupní průřez

Sb – výstupní průřez

Γ_T, Γ_N – povrch kuželky (T), povrch náboje (N)

n_i, m_i – normálové vektory (kolmé k ploše), $n_i = -m_i$



Obr. 37 Označení ploch

Po úpravě rovnice (81) získáme rovnici vyjadřující sílu od kapaliny ve směru $i = 3$ na pohybující se těleso (kuželku).

$$F_{\Gamma_T 3} = \rho_F \frac{\partial Q}{\partial t} (x_{c_a} - x_{c_b}) + \rho_F (v_3^{s_a} - v_3^{s_b}) Q + \rho_F \ddot{x}_3 V_{\Gamma_T} + p^{s_a} m_3 S_a - p^{s_b} n_3 S_b + \iint_{\Gamma_T} \rho_F \dot{x}_3 \dot{x}_j m_j d\Gamma_T - \iint_{P \cup \Gamma_N} p n_3 dS + \iint_{S_a \cup S_b \cup P \cup \Gamma_N} \eta \frac{\partial v_3}{\partial x_j} n_j dS \quad (85)$$

Následně dosadíme do obecného předpisu pro pohybovou rovnici.

$$\rho_\Gamma V_{\Gamma_T} \ddot{x}_3 + b \dot{x}_3 + k x_3 + F_o = F_{\Gamma_T 3} \quad (86)$$

F_o – předpětí pružiny

Zde už dostáváme konečný tvar pro 1D model. Za předpokladu $S_a = S_b$ vstupní průřez je roven výstupnímu.

$$\begin{aligned} & \rho_\Gamma V_{\Gamma_T} \ddot{x}_3 + b \dot{x}_3 + k x_3 + F_o \\ &= -\rho_F \frac{\partial Q}{\partial t} x_{c_b} + R_{ab} Q^2 S_a + \iint_{\Gamma_T} \rho_F \dot{x}_3 \dot{x}_j m_j d\Gamma_T - \iint_{P \cup \Gamma_N} p n_3 dS \end{aligned} \quad (87)$$

Člen R_{ab} vyjadřuje náhradní velikost odporu a je zde zahrnut i viskózní člen ke kterému ale bude při posuzování jeho velikosti v 1D modelu přistupováno samostatně. Za předpokladu plně ponořeného tělesa do kapaliny a rychlost kapaliny ulpívající na tělese je rovna rychlosti tělesa \dot{x}_3 je člen $\iint_{\Gamma_T} \rho_F \dot{x}_3 \dot{x}_j m_j d\Gamma_T = 0$.

V druhé variantě pro odvození jednorovnicového modelu byla Navierova-Stokesova rovnice upravena do výkonového tvaru.

$$\rho \left(v_i \frac{\partial v_i}{\partial t} + v_i \frac{\partial v_i}{\partial x_j} v_j \right) = \rho v_i g_i - v_i \frac{\partial p}{\partial x_i} + v_i \frac{\partial \Pi_{ij}}{\partial x_j} \quad (88)$$

Podmínkou pro další úpravu je předpoklad nestlačitelné kapaliny, který vychází z rovnice kontinuity (84), která vyjadřuje zákon zachování hmotnosti. Po provedení dalších úprav dostaneme tvar Navierovy-Stokesovy rovnice, kde je možné určit užitečný a ztrátový výkon.

$$\begin{aligned} & \iint_{\Theta} \rho \left(x_i \frac{\partial \frac{|v_j^2|}{2}}{\partial t} + \frac{\partial |v_i^2|}{2} v_j - x_i v_j g_j \right) n_j d\Theta \\ &= - \iint_{\Theta} p v_i n_i d\Theta + \iint_{\Theta} v_i \Pi_{ij} n_j d\Theta - 2D \end{aligned} \quad (89)$$

$$\Theta = S_a \cup S_b \cup P \cup \Gamma_T \cup \Gamma_N$$

$\iint_{\Theta} v_i \Pi_{ij} n_j d\Theta$ - vyjadřuje užitečný výkon A .

$\iiint_{V_k} \Pi_{ij} \frac{\partial v_i}{\partial x_j} dV_k$ - ztrátový výkon (disipace energie) $2D$

Po dalších úpravách je možné určit sílu na těleso vyvolanou proudící kapalinou v ose ventilu $i = 3$.

$$\dot{x}_3 F_{\Gamma_{T_3}} = -\dot{x}_3 \left(\iint_{\Gamma_T} p m_3 d\Gamma_T - \iint_{\Gamma_T} \Pi_{3j} m_j d\Gamma \right) \quad (90)$$

Po dosazení odvozeného vztahu do rovnice (84) dostaneme vyjádření jednorovnicového modelu z Bernoulliho rovnice. Platí předpoklad $S_a = S_b$.

$$\begin{aligned} \rho_{\Gamma} V_{\Gamma_T} \ddot{x}_3 + b \dot{x}_3 + k x_3 + F_0 = & \rho_F \ddot{x}_3 V_{\Gamma_T} + \frac{\rho_F Q}{\dot{x}_3} \left[\left(\frac{p_a}{\rho_F} + \frac{|v_3|^{2a}}{2} + \frac{\partial v_3^a}{\partial t} x_{C_a} \right) - \right. \\ & \left. \left(\frac{p_b}{\rho_F} + \frac{|v_3|^{2b}}{2} + \frac{\partial v_3^b}{\partial t} x_{C_b} \right) \right] + \frac{1}{\dot{x}_3} \iint_{S_a \cup S_b} v_3 \Pi_{3j} n_j dS - \frac{2D}{\dot{x}_3} \end{aligned} \quad (91)$$

10.2 Vyhodnocení 1D modelu na základě dynamické simulace

Jako vstupní parametry pro vyhodnocení jednorovnicového modelu byly použity závislosti získané na základě výpočtu dvourozměrné simulace z *Ansys Fluent*. Ta byla počítána pro tři typy geometrií, kde byla zvolena geometrie bez zavrtání v náboji a dvě geometrie s rozdílným průměrem zavrtání $d = 5,2 \text{ mm}$ a $d = 10 \text{ mm}$. Tyto případy byly zvoleny na základě poskytnutých vstupních dat z provedeného experimentu.

V průběhu výpočtu docházelo k velkým nestabilitám a výkyvům. Jedním z problémů byla rychlá změna polohy kuželky v závislosti na proměnlivém průtoku, kdy došlo ke špatnému přestavení výpočetní sítě. Další problém, který během simulace nastal, byl špatný přenos proudění. Tento problém byl způsoben nedokonalým přenosem turbulentního profilu mezi buňkami výpočtové sítě ve zmenšujícím se prostoru mezi kužolkou a sedlem. Na základě toho došlo k navýšení průtoku za ventilem, který nekorespondoval se vstupní podmínkou. Z toho důvodu těchto problémů se simulace stala časově náročnou a byla dopočítána pouze jedna ze simulací, a to se zavrtáním $d = 10 \text{ mm}$.

Samotné vyhodnocení jednorovnicového modelu bylo vyhodnoceno v programu *Maple*. K vyhodnocení byla využita odvozená rovnice (87).

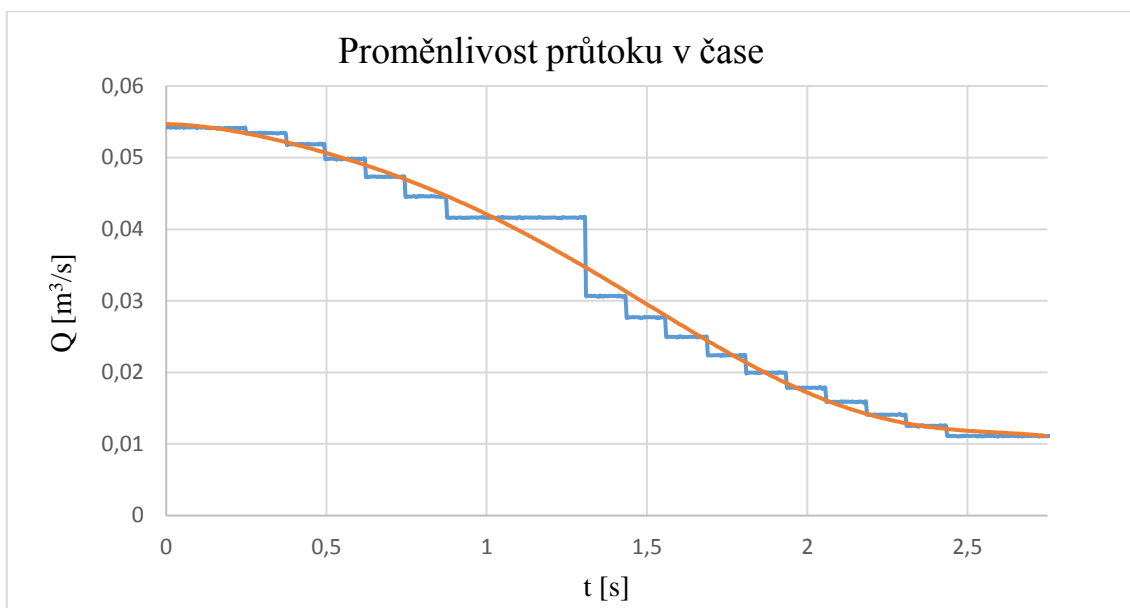
$$\rho_F V_{\Gamma_T} \ddot{x}_3 + b \dot{x}_3 + k x_3 + F_0 = -\rho_F \frac{\partial Q}{\partial t} x_{cb} + R_{ab} Q^2 S_a - \iint_{P \cup \Gamma_N} p n_3 dS$$

V rovnici jsou modře označeny konstantní hodnoty, zeleně funkční závislosti a červeně hledané hodnoty.

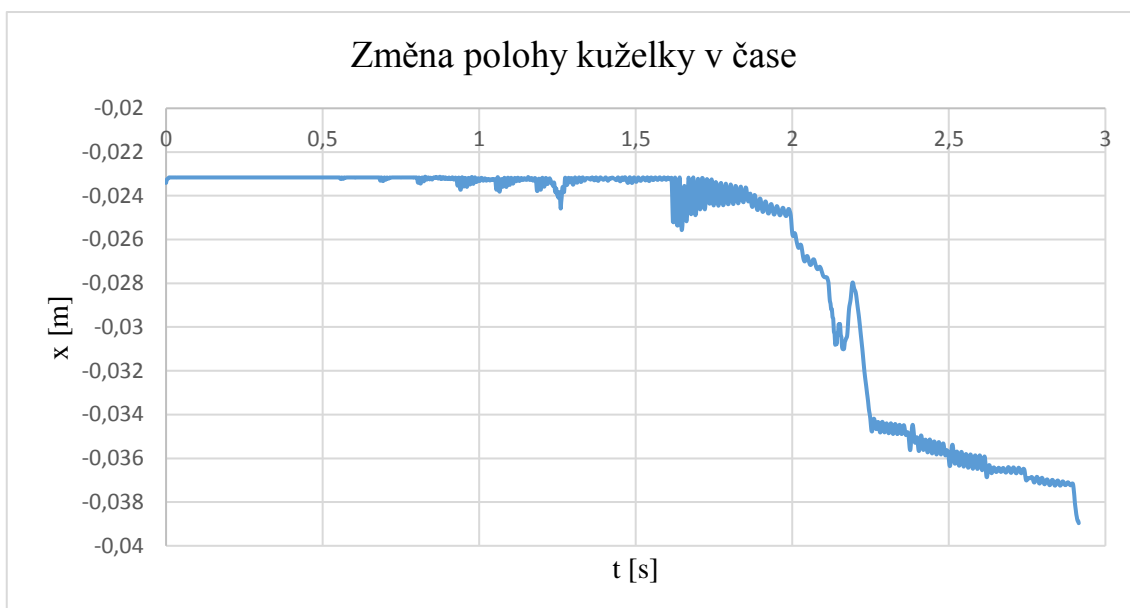
Vstupní konstantní hodnoty:

- $\rho_F = 998 \text{ kgm}^{-3}$ – hustota proudícího média
- $\rho_T = 7890 \text{ kgm}^{-3}$ – hustota materiálu pohybující se kuželky
- $V_{\Gamma_T} = 4,5068 \cdot 10^{-5} \text{ m}^3$ – objem kuželky
- $m = 0,35 \text{ kg}$ – hmotnost kuželky
- $k = 2500 \text{ Nm}^{-1}$ – tuhost pružiny
- $b = 100 \text{ Nsm}^{-1}$ – hodnota tlumení
- $F_0 = 77,5 \text{ N}$ – síla předpětí pružiny
- $S_a = 0,0079$ – průřez potrubí
- $x_{cb} = 0,325 \text{ m}$ – vzdálenost mezi snímači

Ostatní členy jsou popsány pomocí polynomické funkce, která se nejvíce blížila skutečnému průběhu. Aby byla zajištěna bezproblémová konvergence 1D modelu. Tato funkční závislost byla vztažena k průtoku a poloze pohybující se kuželky.

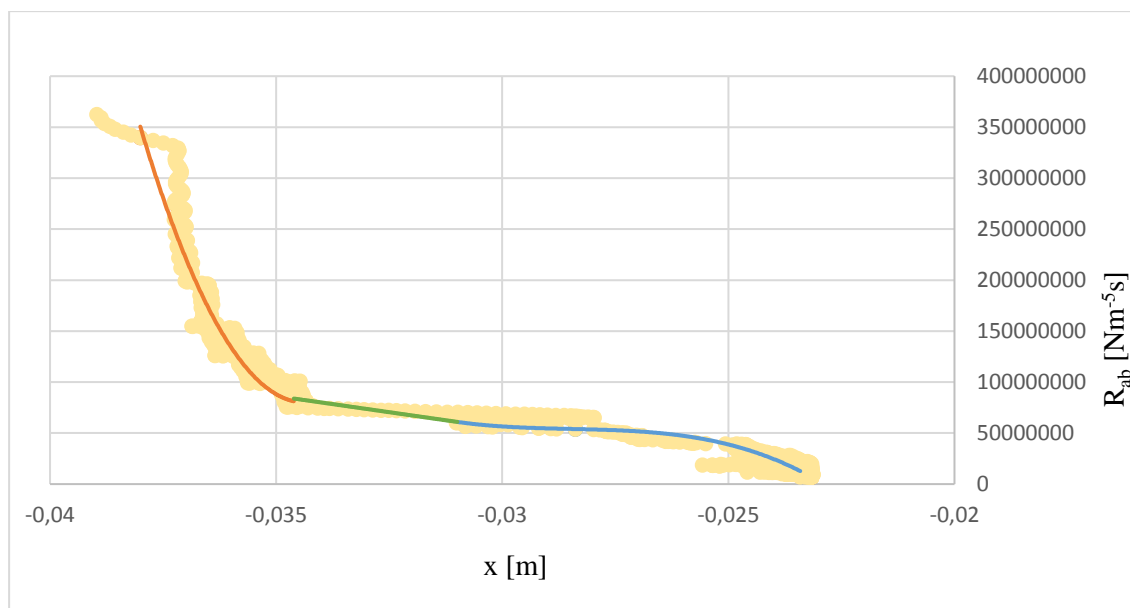


Graf 9 Vykreslení funkce charakterizující proměnlivost průtoku v čase



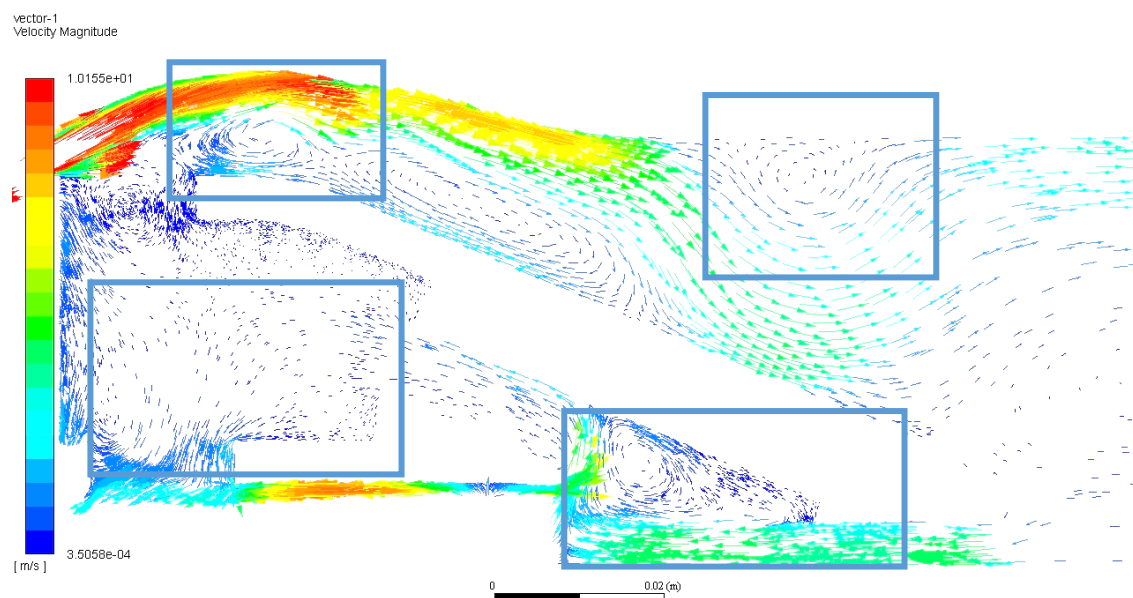
Graf 10 Změna polohy referenčního bodu kuželky na čase

Graf 10 znázorňuje průběh pohybu kuželky vztažený k referenčnímu bodu, který je umístěn na čele kuželky. Z průběhu je patrné že docházelo k četnému kmitání kuželky, z důvodu skokových změn průtoku. Uzavírání kuželky nastává v čase $t = 1,7$ s, kdy hodnota průtoku klesla pod $Q = 0,022 \text{ m}^3/\text{s}$.

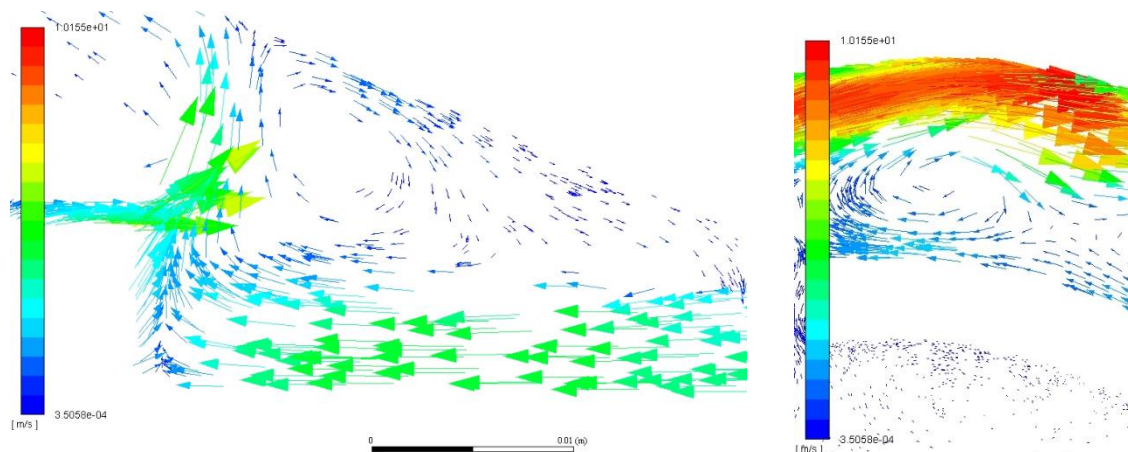


Graf 11 Po částech určená funkce popisující proměnlivost odporu na poloze referenčního bodu

Z grafu 11 vyplývá, že výsledky CFD simulace polohy kužely na měnícím se průtoku nebyly v blízkosti sedla dostatečně věrohodné, z toho důvodu byla náhrada odporu R_{ab} nadefinována do mezních hodnot klesajícího průtoku a souřadnice x polohy kuželky.



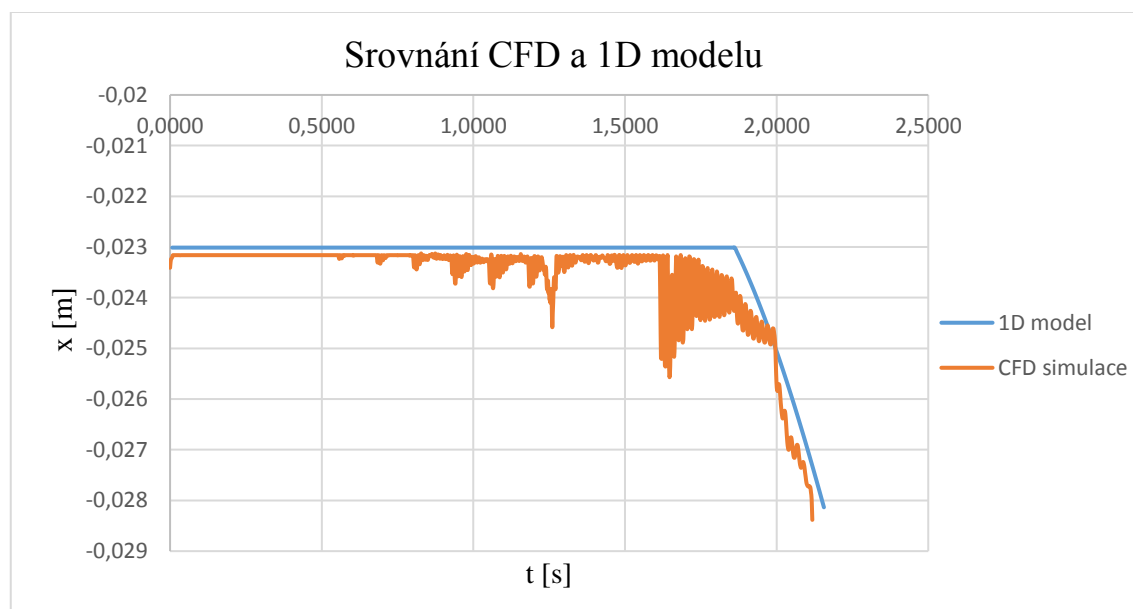
Obr. 38 Proudění kolem ventilu během uzavírání



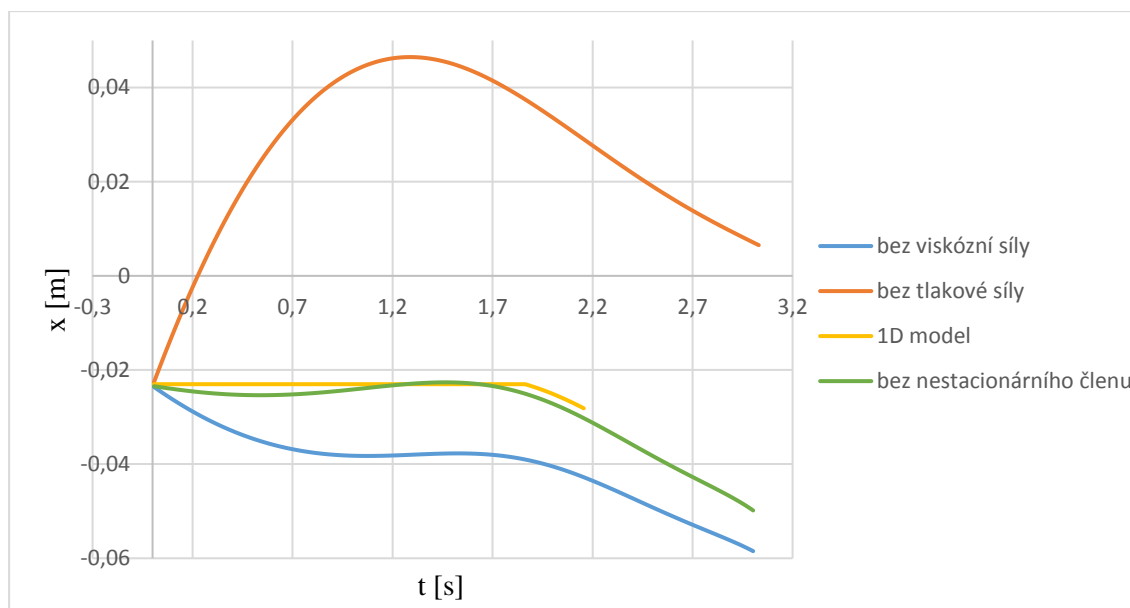
Obr. 39 Detail zavíření v proudovém poli kolem kuželky

Obrázky 38 a 39 znázorňují četné zavíření v proudovém poli, které vznikají během obtékání tělesa a v důsledku pohybu kuželky proti směru proudu. Zavíření může mít vliv na velikost difference tlaku, a tudíž i na odpor R_{ab} , který je koncipován jako náhradní člen.

K tomu, aby bylo dosaženo porovnatelného výsledku, bylo třeba jednorovnicový model „vyladit“. Tyto úpravy spočívaly ve vhodné zvolené hodnotě tlumení, úpravy průběhu tlakové síly od povrchu náboje N a vnitřního povrchu těla ventilu P (viz. Obr. 37) korespondujícími s výsledky simulace. Na základě vyhodnocení jednorovnicového modelu v programu *Maple* lze stanovit důležitost jednotlivých členů rovnice (87).



Graf 12 Srovnání výsledů z CFD simulace a programu Maple



Graf 13 Srovnání významu jednotlivých členů v 1D modelu

V grafu 13 je vykreslen vliv dílčích členů jednorovnicového modelu na průběh uzavírání kuželky.

Velký vliv na průběh uzavírání má odporový člen R_{ab} , který byl definován na základě polohy kuželky a průtoku.

Z grafu je patrné, že prvotní předpoklad o vlivu viskózních silách není zanedbatelný, což se potvrdilo na základě výsledků CFD simulace, a proto není možné je zanedbat prostým zahrnutím k náhradnímu členu R_{ab} ale je nutné posoudit jejich vliv. Na základě viskózních sil může dojít k tomu, že se kuželka neopře o náboj a téměř neopouští svou výchozí pozici. Pokud bude uvažováno pouze laminární a stacionární proudění např. proudění mezi dvěma paralelními deskami, tak je smykového napětí funkcí dyn. viskozity a smykové rychlosti, která je funkcí normálové souřadnice a tlakového spádu vztaženého na délkovou souřadnici. S klesajícím průtokem klesá i tlakový spád a v důsledku toho klesá i smykové napětí. Provedená simulace v tomto ohledu nevykazuje velké odlišnosti od laminárního proudění ve stacionárním režimu.

Na základě jednorovnicového modelu můžeme také sledovat účinek při zanedbání tlakových sil na plášť a povrch náboje. V případě uvažování reálného ventilu by bylo nutné mezi uvažované síly zahrnout sílu na plochu žebra, která by účinek těchto sil zesílila. V případné navazující práci by bylo vhodné vliv těchto sil dále upřesnit, jelikož se ukazuje, že mají zásadní dopad na dynamické chování kuželky ventilu. Je možné si položit otázku, jaká situace by nastala, pokud by byl povrch pláště definován pouze válcovou plochou o konstantním poloměru. Je zřejmé, že v tomto případě by výslednice normálových, tedy tlakových sil byla rovna nule.

Jako poslední bylo rozhodnuto o vlivu nestacionárního členu, který má zanedbatelný vliv na sílu působící při uzavírání kuželky ventilu ve vysokých průtocích. Pokud ale klesne hodnota průtoku a dojde k velmi malému otevření, může se tento člen projevit znatelněji.

Výsledek z jednorovnicového modelu se svým charakterem blíží výsledku CFD simulace ale dochází zde k rychlejšímu uzavírání. Tuto odchylku by bylo možné odstranit na základě doplňujících CFD simulací, kterých by bylo možné přesněji definovat průběh a velikost působících sil.

11. Závěr

V rešeršní části se předložená práce zabývala obecným popisem nejpoužívanějších zpětných armatur, zejména zpětnými ventily a klapkami. Byly uvedeny jejich vlastnosti a vhodnost použití v různých aplikacích.

Během proudění skrze zpětné armatury dochází k hydraulickým ztrátám, které je třeba určit. Výpočet hydraulických odporů vychází ze zákona zachování mechanické energie Bernoulliho rovnice. Při výpočtu hydraulických ztrát je třeba určit dílčí členy, které jsou podmíněny typem proudění. K popisu proudění slouží Reynoldsovo číslo. V návaznosti na Reynoldsovo číslo je možné určit vztah pro výpočet součinitele tření.

V další části se práce zabývala odvozením pohybové rovnice, která vychází ze zákona zachování hybnosti Navierovy-Stokesovy rovnice. Nejdříve byla popsána pohybová rovnice pro nestacionární pohyb tělesa v nestlačitelné kapalině. Následně bylo provedeno odvození pohybové rovnice pro nestacionární pohyb tělesa v proudící nestlačitelné kapalině. Zde byl určen vztah pro sílu působící na pohybující se těleso v kapalině.

Pro výpočtovou část bylo nutné vytvořit doménu inspirovanou reálným ventilem, který byl použit v experimentu. Na takto vzniklé doméně byl proveden první výpočet za podmínky stacionárního proudění. Na základě takto provedené simulace byl vyhodnocen ztrátový součinitel. Jako další byla provedena simulace s nestacionární podmínkou proudění korespondující s průběhem průtoku v experimentu. Zde byl proveden opětovný výpočet ztrátového součinitele a porovnán s hodnotami získanými při stacionárním proudění. Průběh ztrátového součinitele pro obě varianty odpovídal, avšak pro stacionární proudění byly hodnoty vyšší. To bylo zapříčiněno přesnějšími výstupními parametry, které korespondují s lepší konvergencí řešení.

V závěrečné části práce byl odvozen jednorovnicový model pro pohyb kuželky v kapalině. Tento model byl odvozen ze zákona zachování hybnosti Navierovy-Stokesovy rovnice. Pro odvození byly zvoleny dva přístupy, jeden z nich vychází přímo z Navierovy-Stokesovy rovnice a druhý po úpravách z výkonového tvaru Bernoulliho rovnice. Ke kvantifikaci vzniklého modelu byly využity vstupní data z dynamické simulace v CFD. Na základě nestabilit řešení simulace v CFD, nebylo možné zcela přesně popsat vstupní parametry do jednorovnicového modelu. Z toho důvodu bylo nutné výsledky ze simulace proložit polynomickou funkcí, která se nejvíce blížila jejich průběhu. Při opakování simulace by bylo vhodné se zaměřit na průběhy tlaků a jejich výchylky. Jelikož je z programu *Maple* patrné, že difference tlaků nejvíce ovlivňuje průběh uzavírání kuželky. Po vhodné úpravě jednorovnicového modelu byl získán průběh uzavírání kuželky, který se blíží výsledku CFD simulace ale má rychlejší průběh uzavírání.

Na základě simulace bylo zjištěno zpětné proudění skrze zavrtání, které s narůstajícím průměrem ovlivňuje ztráty během proudění. Proto by bylo vhodné provést sérii simulací na doméně podle ventilu Noreva, kde je kanálek a zavrtání v náboji nahrazeno zcela průtočným nábojem a porovnat výsledky ztrátového součinitele a obtékání kuželky.

Použitá symbolika

Značka	Jednotka	Název
F	$[N]$	Hydraulická síla
v	$[m \cdot s^{-1}]$	Rychlost
α	$[-]$	Coriolisovo číslo
a_t	$[m \cdot s^{-2}]$	Konvektivní zrychlení
ρ	$[kg \cdot m^3]$	Hustota
D	$[m]$	Průměr
p	$[Pa]$	Tlak
g	$[m \cdot s^{-2}]$	Gravitační konstanta
Y_z	$[J \cdot kg^{-1}]$	Ztrátová měrná energie
ξ	$[-]$	Ztrátový součinitel
λ	$[-]$	Součinitel tření
L	$[m]$	Délka potrubí
D_h	$[m]$	Hydraulický průměr
S	$[m^2]$	Obsah
O	$[m]$	Obvod
π	$[-]$	Ludolfovo číslo
d	$[m]$	Průměr
Re	$[-]$	Reynoldsovo číslo
ν	$[m^2 \cdot s^{-1}]$	Kinematická viskozita
k	$[m]$	Drsnost
k_r	$[-]$	Relativní drsnost
τ	$[Pa]$	Smykové napětí
R	$[m]$	Poloměr
m	$[kg]$	Hmotnost
k	$[Nm^{-1}]$	Tuhost pružiny
F_0	$[N]$	Síla předpětí pružiny
b	$[Nsm^{-1}]$	Tlumení
a	$[m \cdot s^{-2}]$	Zrychlení

δ_{ij}	$[-]$	Kroneckerovo delta
τ_{ij}	$[Pa]$	Vratná část tenzoru napětí
Π_{ij}	$[Pa]$	Nevratná část tenzoru napětí
η	$[Pa \cdot s]$	Dynamická viskozita
V	$[m^3]$	Objem
t	$[s]$	Čas
u	$[m]$	posunutí
H	$[m]$	Dopravní výška
z	$[m]$	Zdvih
l	$[m]$	Vzdálenost mezi snímači
A	$[W]$	Užitečný výkon
$2D$	$[W]$	Ztrátový výkon
K_v	$[m^3/h]$	Jmenovitý průtokový součinitel
ξ_s	$[-]$	Ztrátový součinitel při stacionárním průtoku
ξ_N	$[-]$	Ztrátový součinitel při nestacionárním průtoku
R_{ab}	$[Nm^{-5}s]$	Odpor proti pohybu
Q	$[m^3/s]$	Průtok

Seznam použité literatury

- [1] Ing. Roček, J. *PRŮMYSLOVÉ ARMATURY Teorie a praxe*, 1st ed.; SNTL-Nakladatelství technické literatury. n. p.: Praha 1, 1975.
- [2] ROČEK, Jaroslav. *Průmyslové armatury*. Vyd.1. Praha: Informatorium, 2002. ISBN 80-733-3000-8.
- [3] *Heard Head Engineer: What is a Check Valve? Learn about Check Valves Types and Parts* [online]. [cit. 2019-04-13]. Dostupné z: <https://hardhatengineer.com/what-is-check-valves-types-parts/>
- [4] *Velan: Bolted cover piston check valves* [online]. [cit. 2019-05-04]. Dostupné z: https://www.velan.com/en/products?product_id=94
- [5] *Ball Type Check Valves, Normex Check Valves, Flap Type Return Valves, Manufacturer, Pune, India* [online]. [cit. 2019-04-13]. Dostupné z: http://www.normexvalves.com/ball_check_model_b01.html
- [6] *Working Principle of a Check Valve and its types in Hydraulic System* [online]. 2016 [cit. 2019-04-13]. Dostupné z: <http://www.hkdivedi.com/2016/02/working-principle-of-check-valve-and.html>
- [7] *Check Valves Information: Engineering360* [online]. [cit. 2019-04-13]. Dostupné z: https://www.globalspec.com/learnmore/flow_control_flow_transfer/valves/check_valves
- [8] *Introduction to Check valves: Explore the World of Piping* [online]. [cit. 2019-04-13]. Dostupné z: http://www.wermac.org/valves/valves_check.html
- [9] *Check valve-Non-return valves:lift check valve,swing check valve,butterfly check valve,dual plate check valve,tilting disc check valve: SANGONG FLOW CONTROL* [online]. 2012 [cit. 2019-04-13]. Dostupné z: <http://www.sangongvalve.com/blog/check-valve-non-return-valves-lift-check-valve-swing-check-valve-butterfly-check-valve-dual-plate-check-valve-tilting-disc-check-valve/>
- [10] *VAL-MATIC VALVE AND MANUFACTURING CORP.: Swing Check Valve with Lever and Spring, Lever and Weight, and/or Side Mounted Air Cushion Operation, Maintenance and Installation Manual* [online]. [cit. 2019-05-04]. Dostupné z: <http://www.valmatic.com/pdfs/SWCV-OM1-4.pdf>
- [11] *Val-Matic: AWWA Swing Check Valve* [online]. 2015 [cit. 2019-05-04]. Dostupné z: http://www.valmatic.com/brochures/SwingCheck_7000.pdf
- [12] *Types of Check Valves: Inst Tools* [online]. [cit. 2019-04-13]. Dostupné z: <https://instrumentationtools.com/types-of-check-valves/>
- [13] *Val-Matic: Tilted Disc Check Valve, Operation, Maintenance and Installation Manual* [online]. [cit. 2019-05-04]. Dostupné z: <http://www.valmatic.com/pdfs/TDCV-OM1-6.pdf>
- [14] *Val-Matic: Wafer Style Dual Disc Check Valve, Operation, Maintenance and Installation Manual* [online]. [cit. 2019-05-04]. Dostupné z: <http://www.valmatic.com/pdfs/DDCV-OM3-3.pdf>

- [15] Ater. *Wastop: Jedinečná přímá zpětná klapka* [online]. Praha 5 [cit. 2019-04-13]. Dostupné z: <http://www.ater.cz/>
- [16] ŠTEFAN, David. *Hydraulické ztráty v potrubí*. Vysoké učení technické, 2009. Bakalářská práce. Vysoké učení technické, Fakulta strojního inženýrství, Energetický ústav. Vedoucí práce Ing. Pavel Rudolf, Ph.D.
- [17] NESVADBA, Filip. *Hydraulické ztráty v plastovém potrubí*. České vysoké učení technické v Praze, 2016. Bakalářská práce. České vysoké učení technické v Praze, Fakulta strojní, Ústav energetiky. Vedoucí práce Prof. Ing. Jan Melichar, CSc.
- [18] *Determination of Head Loss for a Turbulent Flow* [online]. 2014 [cit. 2019-04-13]. Dostupné z: https://www.tankonyvtar.hu/hu/tartalom/tamop412A/2011_0059_SCORM_MF_KGT5051-EN/sco_05_02.scorm
- [19] POCHYLÝ, CSC, Doc. Ing. František. *Dynamika tekutinových systémů*. Brno: Rektorát Vysokého učení technického v Brně, 1990. ISBN 80-214-0139-7.
- [20] DOLNÍČEK, Petr. *Stanovení dynamických vlastností zpětného ventilu*. Vysoké učení technické, 2017. Diplomová práce. Vysoké učení technické, Fakulta Strojního inženýrství, Energetický ústav. Vedoucí práce Ing. Daniel Himr, Ph.D.
- [21] JANALÍK, Jaroslav. *Hydrodynamika a Hydrodynamické stroje* [online]. Ostrava: Vysoká škola Báňská – Technická Univerzita Ostrava, 2008 [cit. 2019-05-04]. Dostupné z: JANALÍK, Jaroslav. *Hydrodynamika a Hydrodynamické stroje*. Ostrava: VYSOKÁ ŠKOLA BÁŇSKÁ – TECHNICKÁ UNIVERZITA OSTRAVA, 2008. Dostupné také z: <https://old.vscht.cz/uchi/ped/hydroteplo/materialy/skripta.Janalik.pdf>
- [22] *Fluitek Orsengion Valves: Piston Type Pressure Seal Bonnet* [online]. [cit. 2019-05-04]. Dostupné z: <http://www.fluitekvalves.com/product/check-valves/piston-type-pressure-seal-bonnet/>
- [23] MSA. *MSA Chelpipe group* [online]. 2016 [cit. 2019-05-18]. Dostupné z: <http://www.msa.cz/>
- [24] *Chegg study: Introduction to Fluid Mechanics* [online]. 2019 [cit. 2019-05-22]. Dostupné z: <https://www.chegg.com/homework-help/using-eqs-836-837-generate-moody-chart-fig-813-chapter-8-problem-80p-solution-9780471742999-exc>